




STUK-TR 30/ TOUKOKUU 2019

Joonas Tikkanen

TR



## **Muunnoskertoimien ilmakermasta annosekvivalenttiin laskeminen ISO N- ja ISO H -röntgensäteilylaaduille spektristä sekä Ortecín GEM-S5020P -spektrometrin mallintaminen**

ISBN 978-952-309-435-2 (pdf)  
ISSN 1796-7171

*TIKKANEN Joonas. Muunnoskertoimien ilmakermasta annosekvivalenttiin laskeminen ISO N- ja ISO H -röntgensäteilylaaduille spektristä sekä Ortecín GEM-S5020P -spektrometrin mallintaminen. STUK-TR 30, Helsinki 2019, 34 s.*

**AVAINSANAT:** HPGe-spektrometrin mallinnus, röntgenspektrimittaus, muunnoskerroin ilmakermasta annosekvivalenttiin

## Tiivistelmä

Säteilyturvakeskuksen dosimetrialaboratorion ISO narrow series- (ISO N) ja ISO high air kerma rate series (ISO H) -röntgensäteilylaatuojen spektrejä mitattiin germaniumspektrometrillä, jotta voitiin määrittellä muunnoskertoimet ilmakermasta annosekvivalenttiin suureille  $H_p(10)$ ,  $H^*(10)$ ,  $H_p(0,07)$  ja  $H'(0,07)$ . Tätä varten germaniumilmaisimesta tehtiin Monte Carlo (MC) -malli MCNP-ohjelmalla. Malli validoitiin vertaamalla simuloituja ja mitattuja piikkitehokkuuksia. Spektridatasta laskettiin MC-mallin avulla fotonien kertymänopeusspektri ja kertymänopeuden avulla ilmakerma. Annosekvivalentit laskettiin käyttämällä ICRP 74 -raportissa julkaistuja energiakohtaisia muunnoskertoimia. Muunnoskertoimet laskettiin N-20–N-80- sekä H-60 -laaduille.

TIKKANEN Joonas. *Calculation of conversion coefficients from air-kerma to dose-equivalent for ISO N and ISO H x-ray qualities and modeling of Orctec GEM-S5020P spectrometer. STUK-TR 30, Helsinki 2019, 34 s.*

**KEYWORDS:** Modeling of HPGe spectrometer, x-ray spectrum measurement, conversion coefficient from air-kerma to dose equivalent

## Abstract

ISO narrow and high air kerma rate series x-ray spectra of Radiation and Nuclear Safety Authority's dosimetry laboratory were measured with an HPGe spectrometer to determine the conversion coefficients from air kerma to  $H_p(10)$ ,  $H^*(10)$ ,  $H_p(0,07)$  and  $H'(0,07)$  dose equivalents. The spectrometer was modeled with MCNP software to attain the fluence spectrum from the measurements. The model was validated by comparing measured and simulated full energy peak efficiencies of radionuclide sources. Air kerma was calculated from the fluence spectrum and the dose equivalents were obtained using mono-energetic conversion factors from ICRP report 74. The conversion coefficients were calculated for N-20–N-80 and H-60 qualities.



# Sisällys

<b>TIIVISTELMÄ</b>	<b>3</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>4</b>
<b>1 ILMAISIMEN MONTE CARLO MALLINNUS</b>	<b>6</b>
<b>2 RÖNTGENSPEKTRIMITTAUKSET</b>	<b>13</b>
2.1 MITTAUSASETELMA	13
2.2 SPEKTRIN PUTKIJÄNNITTEEN SÄÄTÖ JA MITTAUSASETUKSET	13
<b>3 LASKENNALLISET MENETELMÄT</b>	<b>18</b>
3.1 FOTONIKERTYMÄNOPEUS	18
3.2 ILMAKERMA	20
3.3 ANNOSEKVIVALENTIT ILMAKERMASTA	21
3.4 SPEKTRIN PUOLIARVOLEVEYS JA KESKIMÄÄRÄINEN ENERGIA	23
<b>4 TULOKSET</b>	<b>24</b>
<b>5 JOHTOPÄÄTÖKSET</b>	<b>26</b>
<b>VIITTEET</b>	<b>27</b>
<b>LIITE 1</b>	<b>28</b>

# 1 Ilmaisimen Monte Carlo -mallinnus

Ilmaisimen piikkitehokkuus röntgenspektrien mittausingeometriassa tarvitaan fotonikertymänopeuden laskemiseksi mitatusta spektristä. Piikkitehokkuuksia kyseiselle mittausingeometrialle ei voitu määrittää kokeellisesti, koska sopivia säteilylähteitä ei ollut saatavilla. Näin ollen spektrometristä tehtiin MC-malli ja röntgenmittausingeometrian piikkitehokkuudet laskettiin simuloimalla. MC-malli validoitiin ennen simulointeja kokeellisten radionuklidilähdemittausten avulla. Tässä luvussa käsitellään mallin rakentamista ja validointia. Röntgenmittausingeometrian simulointi käsitellään luvussa 4.

Piikkitehokkuus kertoo kuinka suuri osa lähteen emittoimista fotoneista jättää kaiken energiansa kiteeseen eli kuinka monta pulssia saadaan piikkiin yhtä emittoitua fotonia kohden. Piikkitehokkuus muuttuu fotonin energian funktiona ja se saadaan laskettua monoenergisille fotoneille yhtälöllä

$$\varepsilon = \frac{n}{AIt} C, \quad (1)$$

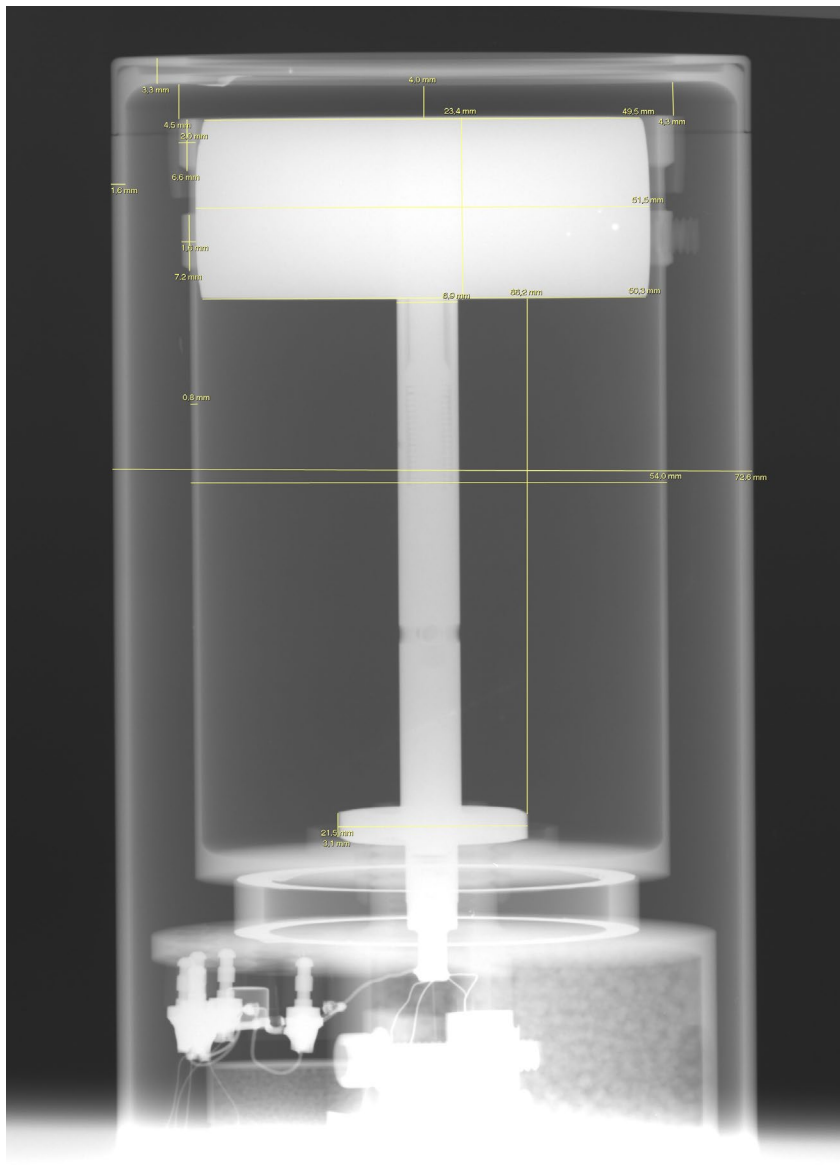
jossa  $n$  on piikin ala,  $A$  kalibrointinuklidin aktiivisuus,  $I$  kyseisen fotonin emissiotodennäköisyys hajoamista kohden,  $t$  mittausaika ja  $C$  korjauskertoimien summa.  $C$  voi olla, ja on tässä dokumentissa lähes poikkeuksetta, yksi. Piikkitehokkuuskalibrointi on mahdollista tehdä vain yhdelle nuklidille, mutta yleensä halutaan tietää piikkitehokkuus tietyllä energiavälillä, jolloin käytetään useaa eri kalibrointinuklidia. Nämä kalibrointinuklidit voivat olla joko samassa tai eri lähteessä. Kun kalibrointipisteitä on riittävästi, tehokkuudet mitattujen pisteiden välillä saadaan tekemällä pisteisiin sovitus.

Jos kalibrointipisteitä ei ole riittävästi, tai piikkitehokkuuksia ei voida määrittää halutussa geometriassa, voidaan piikkitehokkuuskäyrä myös simuloida. Tällöin kiteestä tehdään ensimmäinen malli valmistajan tietojen, kirjallisuuden ja mahdollisten röntgenkuvien avulla, jonka jälkeen mallia säädetään siten, että se vastaa kokeellisia tuloksia mahdollisimman hyvin. MC-simuloinnissa piikkitehokkuus lasketaan mallintamalla lähde sekä ilmaisimella ja simuloimalla monoenergisii fotoneja. Simuloidun piikkitehokkuuden statistinen epävarmuus saadaan suppenemaan nopeasti, mutta on muistettava, että malliin liittyy paljon epävarmuuksia. Mallin epävarmuuksista aiheutuvaa tuloksen epävarmuutta voi arvioida muuttamalla parametreja ja arvioimalla, mikä on niiden vaikutus simulointitulokseen. MC-malli voidaan varmentaa eri geometriassa kuin missä simuloitua piikkitehokkuuskäyrää käytetään. Lisää tietoa gammaspektrometriasta ja ilmaisimen mallintamisesta löytyy esimerkiksi lähteistä [2, 3, 4].

Muunnoskerrointen laskemiseksi röntgenspektristä tarvitaan tieto todellisesta fotonikertymänopeudesta eri energioilla Ge-kiteen pinnan tasolla ilman ilmaisimen vaikutusta hiukkasiin. Halutaan siis tietää mikä on piikkitehokkuus säteilykeilalle, jonka suunta on kohtisuorassa kidettä kohden. Piikkitehokkuuskäyrän pystyisi laskemaan myös kokeellisesti säteilylähteillä, jotka ovat kaukana ilmaisimesta, mutta tätä työtä varten sopivia lähteitä ei ollut saatavilla. Saatavilla olevien säteilylähteiden energiat ovat joko liian korkeat tai lähteet eivät olleet riittävän aktiivisia. Lähteitä, joilla saa kokeellisesti määritettyä piikkitehokkuuden alle 30 keV:n energioilla, on hyvin vähän. Näistä syistä piikkitehokkuuskäyrä röntgenspektrimittausingeometriassa laskettiin Monte Carlo -mallin avulla.

Ilmaisimen mallinnukseen käytettiin MCNP 6.1 -ohjelmaa [5]. Mallinnus aloitettiin käyttämällä valmistajan antamia tietoja ilmaisimesta. Ilmaisimesta oli otettu sen vastaanoton yhteydessä röntgenkuvat, joista mitattiin ilmaisimen dimensioid Carestream Vue PACS -ohjelmalla (versio 12.1.5.6009). Mittakaava saatiin ilmaisimen ulkokuoren (end cap) halkaisijasta. Mitat laskettiin kahdesta eri röntgenkuvasta ja näistä otettiin keskiarvo. Jos valmistajan antamat tiedot olivat ristiriidassa, käytettiin röntgenkuvasta saatuja mittoja. Röntgenkuva ilmaisimesta mittoineen on kuvassa 1.

Ilmaisimen end cap on valmistettu alumiinista ja sen sisällä on vakuumi. Itse kide on asetettu alumiinista valmistettuun pidikkeeseen. Kiteen sisällä on kuparinen kylmäsormi eli tanko, joka johtaa lämmön jäähdytysjärjestelmään. Kuvasta 1 nähdään, että kylmäsormen sisällä on onttoa rakennetta ja näin ollen mallissa kylmäsormen tiheydeksi asetettiin  $2 \text{ g/cm}^3$ . Kylmäsormen



**Kuva 1.** Röntgenkuva ilmaisimesta. Kuvassa näkyy Carestream Vue PACS ohjelmalla mitatut dimensioid. Mittakaava saatiin end capin halkaisijan avulla.

halkaisijan kiteen sisällä oletettiin olevan sama kuin ulkopuolella. Kylmäsoimen kärki mallinnettiin valmistajan tietojen mukaan. Lisätietoja kylmäsoimen dimensioista (pituus, halkaisija) kiteen sisällä saattaisi saada kuvaamalla kide Co-60- tai Cs-137 -lähteillä.

Ilmaisimen ikkunan materiaali on grafiittia ja se mallinnettiin puhtaana hiilenä, jonka tiheys on  $1,75 \text{ g/cm}^3$ . Ikkuna on tehty hyvin ohueksi matalaenergisten fotonien havainnointia varten. Ikkunan muoto on todellisuudessa käyrä, mutta se mallinnettiin tasaisena sekä tasapaksuna.

Kuvasta 1 voidaan havaita, että germaniumkide on pyörästetty laidoilla. Tämä ominaisuus parantaa todennäköisesti varauksenkeruutehokkuutta. Kiteen pinnassa on kerros, jota kutsutaan kuolleeksi kerrokseksi. Kuolleessa kerroksessa ei tapahdu varauksenkeruuta tai keruu on vajaata. Tilavuutta, jossa kide kerää varauksen täysin, kutsutaan aktiiviseksi tilavuudeksi. Kiteen pinnassa on ohut kontakti varauksenkeruuta varten, joka on osa kuollutta kerrosta. Tässä käytetyssä kiteessä kuollut kerros kiteen etupinnalla on tehty hyvin ohueksi matalaenergisten fotonien spektroskopiaa varten. Mallinnuksessa germaniumin tiheydeksi asetettiin  $5,3 \text{ g/cm}^3$ .

Kun ilmaisimen malli oli rakennettu valmistajan datan sekä röntgenkuvien avulla, säädettiin ikkunan sekä kuolleen kerroksen paksuutta siten, että simuloidut tulokset vastasivat kokeellisia tuloksia. Mittauksissa käytetyt nuklidit olivat Co-57, Am-241 ja Ba-133. Nuklidien hajoamisdata oli LNHB:n [DDEP kirjastosta](#) (päivämäärällä 10.2.2019). Kaikki lähteet olivat pistelähteitä. Kaikkien lähteiden aktiivisuutta ei tiedetty, jolloin verrattiin piikkien suhteellisia aloja. Lähdemittaukset tehtiin ilman kollimaattoria tai lyijysuojaa pulssitaajuuden maksimoimiseksi. Lähteen etäisyys ilmaisimeen asetettiin mahdollisimman suureksi, jotta tilanne vastaisi mahdollisimman hyvin ikkunaa vasten kohtisuoraan tulevaa säteilyä. Lähteiden pieni aktiivisuus kuitenkin rajoitti etäisyyttä. Lähdemittausten tiedot ovat taulukossa 1. Etäisyyden määrittämisessä on Ba-133- ja Am-241 -lähteiden osalta noin yhden sentin epävarmuus. Co-57 -lähteen etäisyyden epävarmuus oli mitätön, sillä lähde oli kyseisen lähteen mittauksia varten tehdyssä telineessä. Itse ilmaisimen malli oli sama eri lähteiden simuloinneissa; vain säteilylähteen malli ja etäisyys muuttuivat.

Mitatut sekä simuloidut tulokset ja näiden erotukset on esitetty taulukossa 2. Am-241:n ja Ba-133:n lähekkäin olevat röntgenpiikit käsiteltiin yhtenä piikkinä ja piikin energiana käytettiin emissiotodennäköisyyksillä painotettua keskiarvoa. Spektrit analysoitiin UniSampo Shaman (USS) -ohjelmistolla [6, 7]. Ohjelma sovittaa Gaussin funktion piikkeihin ja laskee sovituksen avulla piikkien alat. Piikkien aloissa on kuitenkin suurta epävarmuutta matalilla energioilla, etenkin röntgenpiikkien osalta. Alle 10 keV:n energioilla ei saatu luotettavaa dataa.

Co-57 -lähde oli lähellä ilmaisinta, joten koinidenssisummautuminen (eng. True coincidence summing, TCS, cascade summing) vaikutti mitattujen piikkien aloihin. TCS-korjauskertoimen on

**Taulukko 1.** Lähdemittausten tiedot. A ref viittaa lähteen aktiivisuuteen referenssipäivänä ja A aktiivisuuteen mittauspäivänä. Etäisyys on mitattu end capin tasolta.

Lähde	A ref (kBq)	Ref päivä	Mittauspäivä	A (kBq)	Live time (s)	Etäisyys (cm)
Ba-133	3.704	1.5.2014	9.2.2018	2.889	237483.7	19
2xBa-133	?	?				69
Am-241	395.16	1.12.1981	7.2.2018	372.89	6643.1	69
Co-57	?	?				2.0



piikkitehokkuuden ja sen todennäköisyyden, jolla vain kyseinen fotoni havaitaan ja se jättää ilmaisimeen koko energiansa (kontribuoi piikkiin), suhde. Co-57:n hajoamisessa voi syntyä yhtä aikaa 122,1 keV:n fotoni sekä 14,4 keV:n fotoni. 122,1 keV:n fotoni edeltää aina 14,4 keV:n fotonia, mutta 14,4 keV:n fotoni syntyy 122,1 keV:n fotonin jälkeen todennäköisyydellä  $I_{14keV}/I_{122keV}$ . Todennäköisyys, jolla Co-57:n 14,4 keV fotoni havaitaan piikissä ja TCS korjauskerroin ovat

$$p_{FEP,14keV} = \varepsilon_{14keV} (1 - \varepsilon_{tot,122keV})$$

$$\Rightarrow c_{TCS,14keV} = \frac{\varepsilon_{14keV}}{\varepsilon_{14keV} (1 - \varepsilon_{tot,122keV})} = \frac{1}{1 - \varepsilon_{tot,122keV}}, \quad (2)$$

jossa  $\varepsilon_{tot,122keV}$  on kokonaistehokkuus (total efficiency), eli todennäköisyys, jolla 122,1 keV:n fotoni jättää yhtään energiaa kiteen aktiiviseen osaan.  $1 - \varepsilon_{tot,122keV}$  on siis todennäköisyys, jolla 122,1 keV:n fotonia ei havaita ollenkaan. TCS-korjauskerroin 122,1 keV:n fotonille on muuten sama, mutta 14,4 keV:n fotonin *emissiotodennäköisyys* on otettava huomioon:

$$c_{TCS,122keV} = \frac{\varepsilon_{122keV}}{\varepsilon_{122keV} (1 - \frac{I_{14keV}}{I_{122keV}} \varepsilon_{tot,14keV})} = \frac{1}{1 - \frac{I_{14keV}}{I_{122keV}} \varepsilon_{tot,14keV}}. \quad (3)$$

Kokonaistehokkuudet simuloitiin samalla mallilla kuin piikkitehokkuudet. Todellisuudessa ilmaisimen mallissa kuolleen kerroksen pitäisi olla ohuempi kokonaistehokkuutta simuloimassa, sillä alueet, joilla varauksenkeruu ei ole täydellistä, eivät ole osa kuollutta kerrosta kokonaistehokkuutta laskettaessa. Eroa paksuuksissa ei kuitenkaan voitu määrittää. Summapulssit tulisi poistaa 136,5 keV:n piikistä, mutta niiden osuus on mitättömän pieni. Kokonaistehokkuudet olivat 14,4 keV:n fotoneille 0,0698 ja 122,1 keV:n fotoneille 0,0972, mistä saadaan TCS-korjauskertoimiksi 1,108 ja 1,008 yhtälön (3) avulla laskettuna.

Mittauksissa käytetyn Am-241 -lähteen referenssipäivä oli 1.12.1981 ja näin ollen lähteeseen on ehtinyt kertyä Am-241:n tytärnuklidia Np-237. Np-237:n hajotessa syntyy noin 13 keV energisiä fotoneja, joiden vaikutus on vähennettävä Am-241:n 13,9 keV piikin alasta. Np-237:n aktiivisuus oli mittauspäivänä 5,94 % Am-241:n aktiivisuudesta, joka laskettiin yhtälöllä

$$A_{Np} = A_{0,Am} \frac{\lambda_{Am}}{\lambda_{Am} - \lambda_{Np}} (e^{-\lambda_{Np}t} - e^{-\lambda_{Am}t}), \quad (4)$$

jossa  $\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}}$  ja  $A_{0,Am}$  on Am-241 lähteen aktiivisuus referenssipäivänä. Np-237:n 13 keV

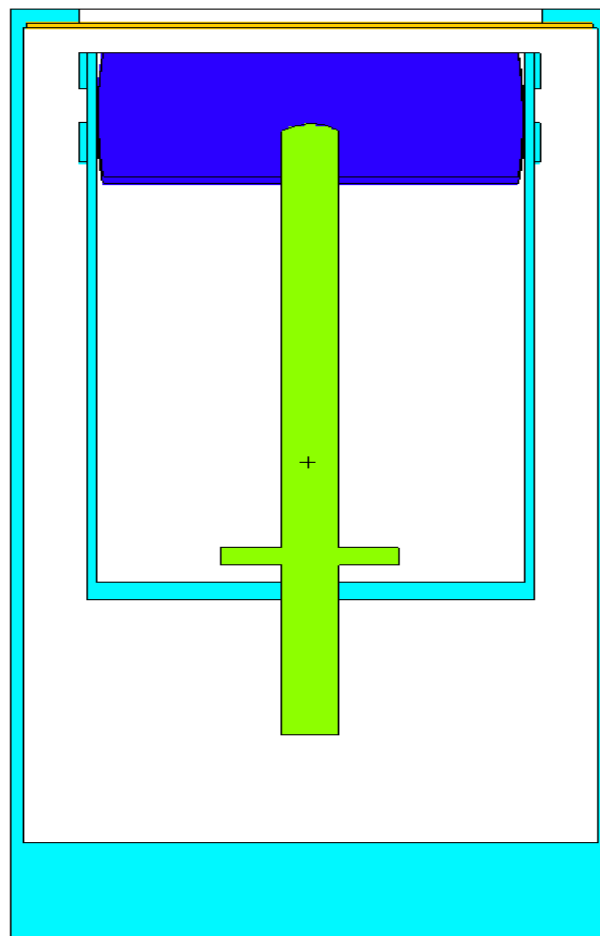
röntgenin emissiotodennäköisyys on 19,2 %. Muut Np-237:n tai sen tyttären emittoimat fotonit eivät vaikuttaneet mallinnuksessa käytettyjen piikkien aloihin Am-241 -lähteen mittauksessa.

Ba-133 -lähteen osalta kokeelliset ja simuloitut piikkitehokkuudet vastaavat toisiaan hyvin. Ba-133:n pienimmät energiat ovat yli 30 keV ja tällä alueella epävarmuudet ovat suhteellisen pieniä. Tulosten yhteensopivuus yli 300 keV:n energioilla kertoo siitä, että MC-malli vastaa hyvin todellisuutta myös kiteen sivuilla ja pohjalla. Tässä dokumentissa käsiteltyjen röntgenlaatuojen suhteen ilmaisimen etuosan mallinnuksella on suurin merkitys, mutta tulosten hyvän yhteensopivuuden ansiosta mallia voi käyttää myös suurempien energioiden kanssa. Kuitenkin,

jos tarkasteltavat energiat ovat selvästi yli 400 keV, tulisi malli varmentaa uusilla kalibrointinuklideilla.

Am-247 -lähdettä käytettiin absoluuttisten piikkitehokkuuksien vertaamiseen pienillä energioilla. Osa Am:n röntgeneistä ovat energioiltaan hyvin lähellä toisiaan ja nämä käsiteltiin yhtenä piikkinä. Tämä kuitenkin aiheutti epämääräisyyttä piikkien muotoihin, eikä piikkien muoto enää vastaa täysin USS:n piikinsovitusfunktioita. Etenkin 17 keV ja 21 keV piikkien alat olivat epävarmoja. Simuloitujen ja kokeellisten piikkitehokkuuksien ero oli amerikiumille kyseistä kahta piikkiä lukuun ottamatta alle viisi prosenttia.

Piikkitehokkuuden epävarmuuden MC-mallille tehtyjä mittauksia muistuttavassa tilanteessa (kuten luvun 2 röntgenspektrimittaukset) arvioitiin olevan 10 % välillä 10 keV–20 keV, 7 % välillä 20 keV–30 keV ja 5 % 30 keV suuremmilla energioilla ( $k=1$ ). Tämä arvio on tehty vertaamalla kokeellisia ja simuloituja tuloksia ja tekemällä näiden erojen avulla karkea arvio epävarmuudesta. On myös muistettava, että epävarmuus korreloi toisiaan lähellä olevilla energioilla. Lopulliset ilmaisimen mitat ovat taulukossa 3 ja läpileikkaus ilmaisimen MC-mallista kuvassa 2.



**Kuva 2.** Läpileikkaus ilmaisimen MCNP-mallista. Viiva ikkunan yläpuolella kertoo mallin solun rajasta. Materiaali on kuitenkin vain ilmaa. Pieni risti kylmä­sormen kohdalla on kursori.

**Taulukko 2.** Lähdemittausten tulokset. Suhteellisissa mittauksissa käytettiin kahta Ba-133 -lähdetä, joiden aktiivisuutta ei tiedetty.

<b>Absoluuttiset mittaukset:</b>							
Energia (keV)	Nuklidi		$I$ (%)	$n$	Mitattu $\varepsilon$	Simuloitu $\varepsilon$	Ero (%)
11.87	Am-241	röntgen	0.837	2619	1.263E-04	1.107E-04	-12.36
13.93	Am-241	röntgen	11.858	46829.5	1.472E-04	1.518E-04	3.07
17.53	Am-241	röntgen	18.508	89616	1.955E-04	2.003E-04	2.48
21.03	Am-241	röntgen	4.736	24031	2.077E-04	2.262E-04	8.95
26.3	Am-241	röntgen	2.27	13577.8	2.463E-04	2.498E-04	1.40
30.8	Ba-133	röntgen	96.2	2298900	3.484E-03	3.557E-03	2.11
35	Ba-133	röntgen	22.69	559400	3.594E-03	3.634E-03	1.12
53.16	Ba-133	gamma	2.14	57290	3.903E-03	3.723E-03	-4.59
59.5	Am-241	gamma	35.9	237800	2.674E-04	2.795E-04	4.51
79.61	Ba-133	gamma	2.65	68730	3.781E-03	3.707E-03	-1.95
81	Ba-133	gamma	32.9	870900	3.859E-03	3.707E-03	-3.94
276.4	Ba-133	gamma	7.16	66420	1.352E-03	1.338E-03	-1.04
302.85	Ba-133	gamma	18.34	153000	1.216E-03	1.178E-03	-3.12
356.01	Ba-133	gamma	62.05	417000	9.797E-04	9.351E-04	-4.55
383.85	Ba-133	gamma	8.94	55340	9.024E-04	8.421E-04	-6.68
<b>Suhteelliset mittaukset:</b>							
Energia (keV)	Nuklidi		$I$ (%)	$n_1/n_2$ mitattu	$n_1/n_2$ simuloitu		Ero (%)
6.4	Co-57	röntgen	50.7	0.005	0.031		480.23
7.06	Co-57	röntgen	6.93	0.002	0.010		333.85
14.4	Co-57	gamma	9.18	0.077	0.078		1.20
30.8	Ba-133	röntgen	96.2	5.167	5.448		5.45
35	Ba-133	röntgen	22.69	1.260	1.316		4.49
53.16	Ba-133	gamma	2.14	0.131	0.128		-2.20
79.61	Ba-133	gamma	2.65	0.160	0.159		-0.23
81	Ba-133	gamma	32.9	2.004	2.021		0.84
122.1	Co-57	gamma	85.49	1.000	1.000		0.00
136.5	Co-57	gamma	10.71	0.120	0.116		-3.38
276.4	Ba-133	gamma	7.16	0.169	0.164		-2.71
302.85	Ba-133	gamma	18.34	0.374	0.370		-0.93
356.01	Ba-133	gamma	62.05	1.000	1.000		0.00
383.85	Ba-133	gamma	8.94	0.129	0.130		0.79

**Taulukko 3.** Ilmaisimen MCNP-mallin dimensiot, materiaalit sekä tiheydet.

Dimensio	Arvo (cm)	Materiaali	Tiheys (g/cm <sup>3</sup> )
end cap:n halkaisija	7	Al	2.7
kide-ikkuna etäisyys	0.414		
end cap:n paksuus pääty	0.327		
end cap:n paksuus sivulla	0.159		
ikkunan paksuus	0.08	C	1.75
kiteen halkaisija keskellä	4.98		
kiteen paksuus	2.261		
pidikkeen paksuus	0.1	Al	2.7
pidikkeen ulkohalkaisija	5.196		
pidikkeen pituus	9.184		
vöiden pituus	0.63	Al	
vöiden paksuus	0.09		
kylmänsormen halkaisija	0.669	Cu	2.0
kylmänsormen reiän syvyys	1.02		
kuollut kerros päällä	2 µm		
kuollut kerros sivulla	70 µm		
kuollut kerros pohjalla	0.15		

# 2 Röntgenspektrimittaukset

## 2.1 Mittausasetelma

Mitatut röntgenlaadut olivat ISO N-10–N-80 ja ISO H-10–H-60. Muille paitsi N-80 -laadulle käytettiin ISOVOLT Titan 160 kV -röntgenputkea ja N-80 -laadulle ISOVOLT Titan 320 kV -röntgenputkea.

Ilmaisin aseteltiin säteilykeilaan kuvan 3 mukaisesti. Kide yritettiin saada mahdollisimman keskelle siten, että ilmaisimen akseli oli keilan akselin suuntainen. Asetteluun käytettiin kalibrointihallin seinälle kiinnitettyjä lasereita. Vaikka asettelu tehtiin huolella, on mahdollista että ilmaisin jäi vinoon. Kiteen etupinta asetettiin kahden metrin etäisyyteen fokuksesta. Kiteen pinta on 7 mm:n päässä end capin etulaidasta (ks. kiteen MC malli).

Säteilykeilaa piti kollimoida, sillä Ge-ilmaisin ei kykene käsittelemään suuria pulssitaajuuksia. Kide ympäröitiin 7 mm paksulla lyijysylinterillä, jonka sisään asetettiin kolme kollimaattori-levyä. Levyjen reikien halkaisijat olivat 8 mm, 4 mm ja 1 mm. Kollimaattorien paksuus oli 2,15 mm. 60 keV fotonien kertymänopeus pienenee noin 2/100 000 osaan kahdessa millissä lyijyä, mutta kiteen etuosan pinta-ala ollessa noin 2500-kertainen suhteessa kollimaattorireiän pinta-alaan on läpäisseen säteilyn osuus 60 keV:n fotoneille spektristä noin viisi prosenttia. Tämän vuoksi ilmaisimen eteen lisättiin kollimaattorilevyjä vähentämään lyijylevyjen läpi päässyttä säteilyä.

Aikaisemmissa mittauksissa havaittiin odottamatonta käytöstä 60 kV:n laaduilla (kuva 4). Poikkeavien mittausten syyksi selvisi lyijysuojan takaa kiteelle sironnut säteily. Sironnutta säteilyä tutkittiin asettamalla n. 6,5 mm lyijyä ilmaisimen ikkunan eteen. Ilmaisin oli siis peitetty muualta paitsi takaapäin yli kuudella millimetrillä lyijyä. N-60 -laadulla mitattu spektri kahdessa metrissä on kuvassa 5. Sironneen säteilyn vähentämiseksi lisättiin 2 cm paksu kollimaattorilevy 1,3 cm:n reiällä 70,65 cm päähän fokuksesta kiskolle (kuva 6). Suojaukset ja kollimaattorit sekä niiden etäisyydet ovat kuvassa 7.

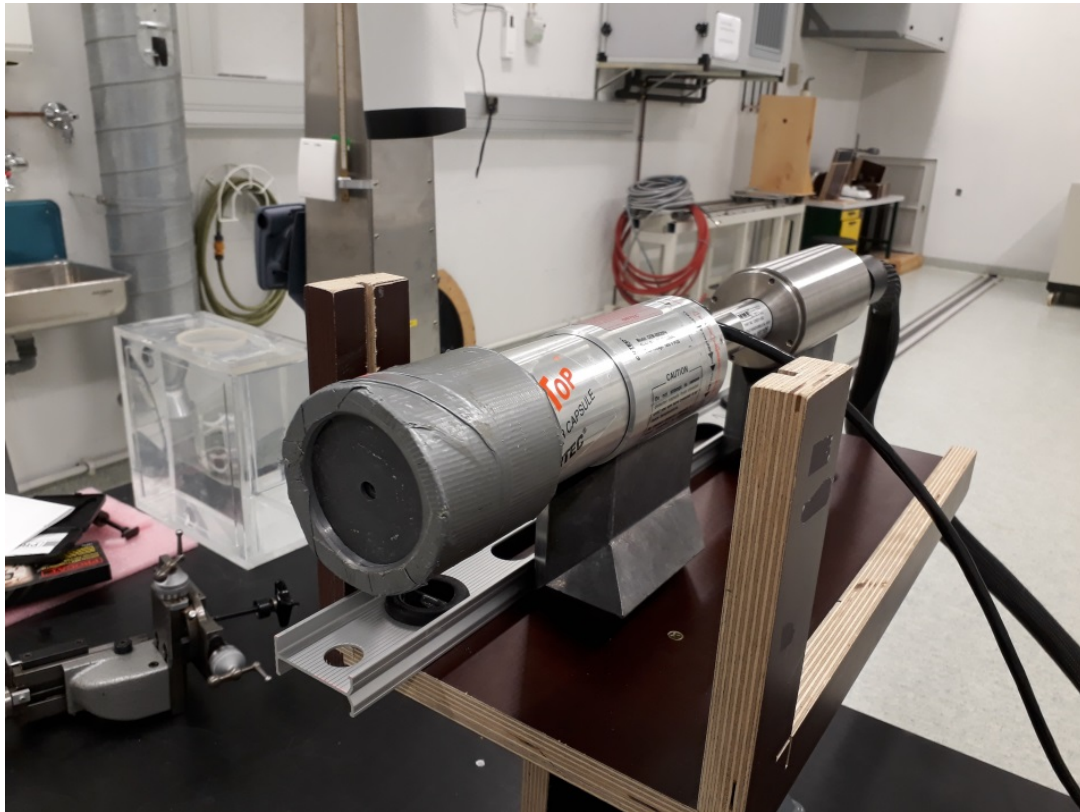
## 2.2 Spektrin putkijännitteen säätö ja mittausasetukset

Röntgenspektrin tuotossa syntyneiden fotonien energiat ovat nollasta elektronien liike-energiaan. Fotonien tuotto painottuu pienille energioille ja jakaumaa voidaan muokata lisäsuodatuksella [8]. Suodatus absorboi fotoneja enemmän matalilla energioilla, joten suodatuksen sanotaan kaventavan spektriä. Fotonien maksimienergia ei kuitenkaan muutu suodatuksen vuoksi. Tämän ansiosta todellinen putkijännite saadaan mitattua spektrin avulla tutkimalla, millä energialla spektri muuttuu röntgensäteiden aiheuttamasta spektristä taustaksi. Standardin ISO 4037-1 mukaan putkijännite määritetään spektristä interpoloimalla spektrin lineaarinen osa suurempienergisellä laidalla ja määrittämällä leikkauspiste energia-akselilla [9].

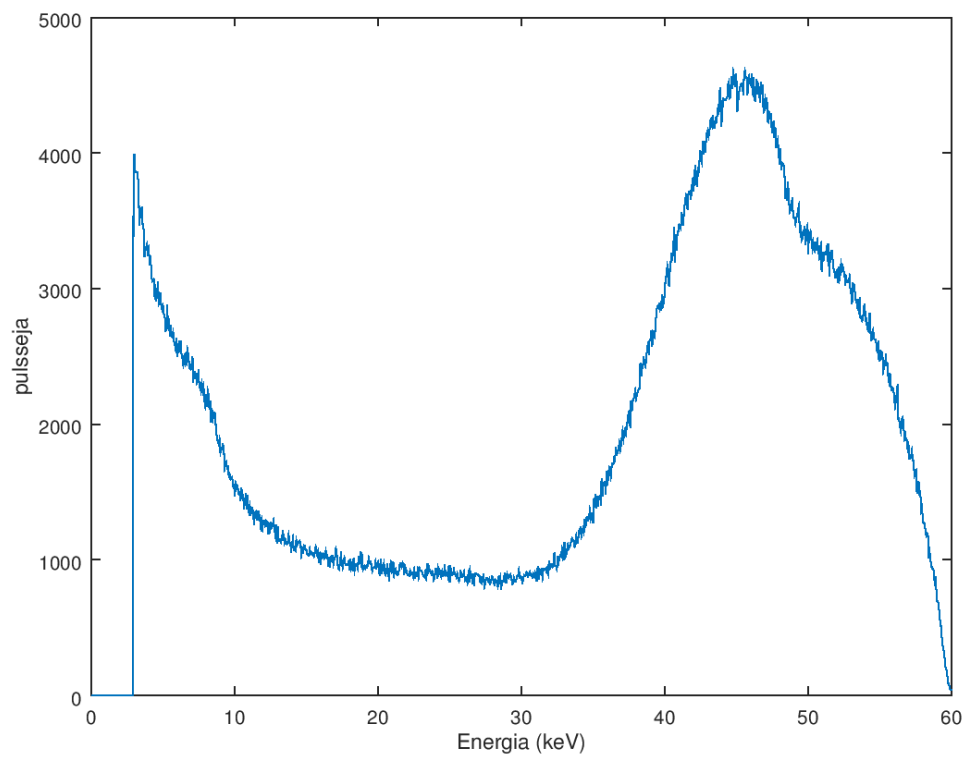
Ilmaisimen energioresoluutio vaikuttaa spektrin muotoon. Monoenergisten fotonien aiheuttama piikki spektrissä ei ole vain yhden kanavan levyinen vaan on Gaussin käyrän muotoinen [2]. Samoin käy myös röntgenputkesta havaituille fotoneille, minkä vuoksi spektri levenee ja spektrin maksimienergia on hieman suuremmalla energialla kuin todellinen fotonien maksimienergia. Piikkien leveyden vaikutuksen voi kumota, jos tiedetään monoenergisten fotonien aiheuttamien piikkien leveydet eri energioilla. Ero todelliseen energiaan on kuitenkin

sen verran pieni (piikin puoliarvoväleveys on noin 0,5 keV 60 keV:n fotoneille), että korjausta ei tehty näissä mittauksissa.

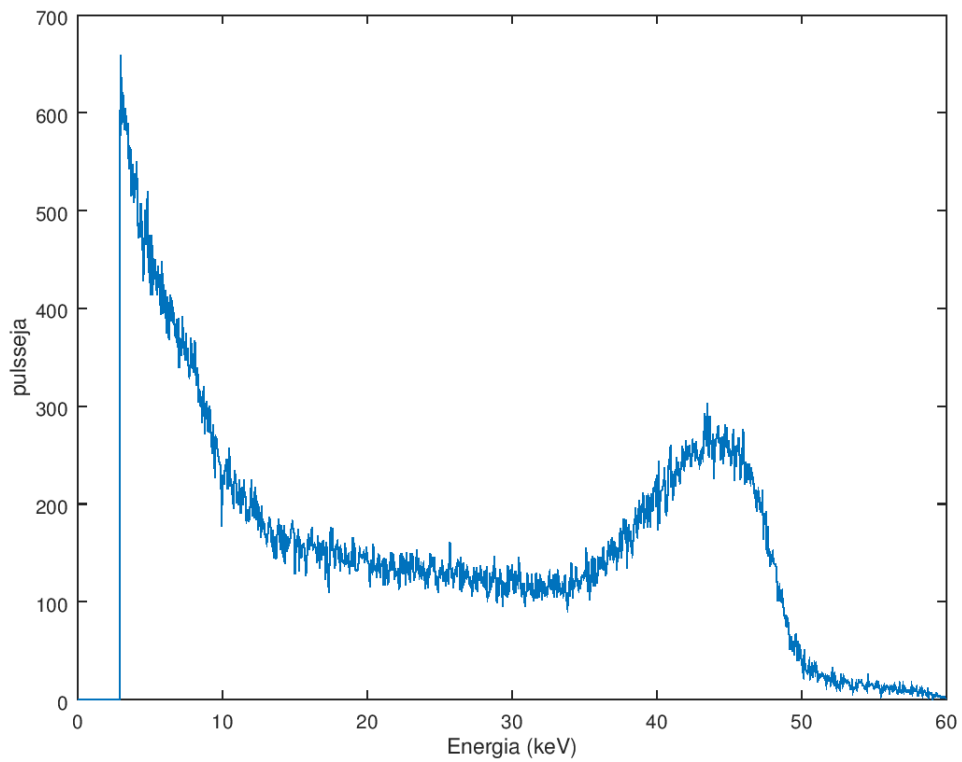
Ilmaisimen asettelun jälkeen energiakalibrointi tarkistettiin Co-57 -pistelähteellä. Kaikki röntgensäteilylaadut mitattiin kahden metrin etäisyydellä. Putken ohjauspaneelistä asetettu jännite säädettiin ISO N -taulukon mukaan. Kun jännite oli asetettu, putkivirta pyrittiin säätämään siten, että ilmaisimen kuollut aika oli alle 5 %. H-60 -laadulle kuollutta aikaa ei saatu näin pieneksi ja se oli noin 10 %. Mittauksissa käytetyt jännitteet ja virrat ovat taulukossa 4. Mittausaika asetettiin siten, että spektrin pulssimäärä oli riittävän suuri. Mitatut spektrit ovat liitteessä 1. Ge-ilmaisimella tehtiin myös taustamittaus viikonlopun yli, kun röntgenlaitteet eivät olleet päällä.



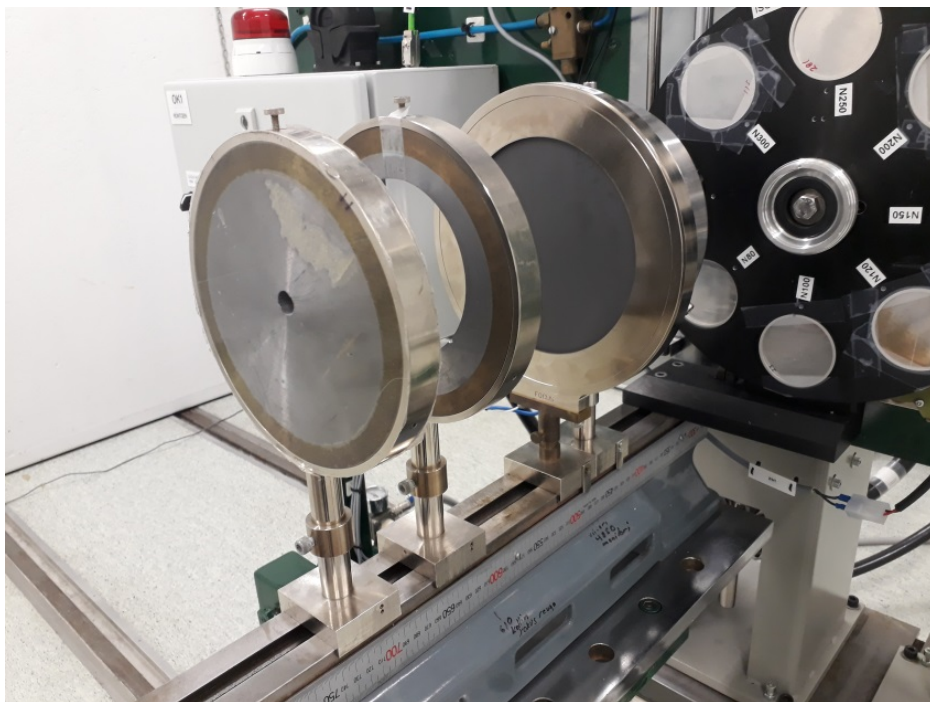
**Kuva 3.** Ilmaisimen asettelu röntgenkeilaan.



**Kuva 4.** ISO N-60 spektri ilman kiskolle asetettua lisäkollimaattoria.

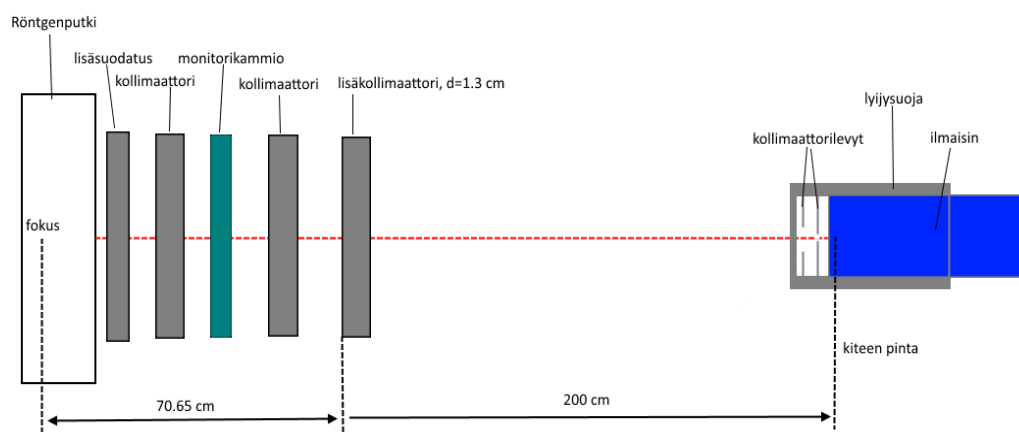


**Kuva 5.** Spektri ISO N-60 suodatuksella, kun ilmaisin oli peitetty edestä ja sivuilta lyijyllä ilman kiskolle asetettua lisäkollimaattoria.



**Kuva 6.** Kollimaattorien ja monitorikammion asettelu kiskolle. Etummaista kollimaattoria ei käytetä tavallisesti säteilytysten yhteydessä.





**Kuva 7.** Mittausasetelma. Kuva ei ole mittakaavassa. Lyijysuojan sisällä olevat kollimaattorilevyt ovat kiinni ilmaisimessa.  $d$  viittaa reiän halkaisijaan.

**Taulukko 4.** Röntgenputken jännite- ja virta-asetukset eri röntgensäteilylaitteiden mittauksissa.

Laatu	Putkijännite(kV)	Putkivirta (mA)
N-10	8.5	30
N-15	12.6	3
N-20	17.8	1
N-25	23.7	1
N-30	28.4	1
N-40	38.5	1.5
N-60	59	0.3
N-80	78	0.5
H-10	8.5	15
H-20	17.8	0.2
H-30	28.4	0.1
H-60	59	0.1

## 3 Laskennalliset menetelmät

Spektridatasta voidaan laskea ilmakerma sekä annosekvivalentit integroimalla pulssitaajuuden ja eri kertoimien tuloa spektrin yli. Mitattujen spektrien käsittelyyn käytettiin Matlab -ohjelmaa. Käytetyt koodit voidaan kuitenkin ajaa pienillä muokkauksilla ilmaiseksi saatavalla GNU Octavella [10].

### 3.1 Fotonikertymänopeus

Mitatut spektrit muutettiin aluksi muotoon pulssia sekunnissa ja niille tehtiin taustavähennys, eli muokattu spektri saatiin yhtälöllä

$$s(i) = \frac{s_{\text{meas}}(i)}{t_{\text{meas}}} - \frac{s_{\text{bg}}(i)}{t_{\text{bg}}} \quad (5)$$

tai

$$\bar{s} = \frac{\bar{s}_{\text{meas}}}{t_{\text{meas}}} - \frac{\bar{s}_{\text{bg}}}{t_{\text{bg}}}, \quad (6)$$

jossa  $\bar{s}_{\text{meas}}$  on mitattu spektri,  $\bar{s}_{\text{bg}}$  on taustaspektri ja  $t_{\text{meas}}$  ja  $t_{\text{bg}}$  ovat mittauksen ja taustamittauksen mittausajat (live time). Aikojen epävarmuuden oletettiin olevan mitätön. Jos pulssimäärä oli negatiivinen jollakin kanavalla, se asetettiin kyseisessä kanavassa nolnaan.

Spektrille tehtiin laskentaohjelmassa energiakalibrointi Co-57 -lähdemittauksen avulla. Kolmen piikin lisäksi neljäntenä mittauspisteenä annettiin nollaenergia kanavassa 0. Pisteisiin tehtiin toisen asteen polynomin sovitus, josta saatiin sovitusparametrit kunkin kanavan energian määrittämiseksi.

Spektri käsiteltiin 0,2 keV:n kanavina, jotta spektrin kanavien määrä oli sama kuin Monte Carlo-simulaatioiden kanavien määrä. Alkuperäisen spektrin kanavia summattiin siten, että saatiin 0,2 keV:n kanavat. Jos alkuperäisen spektrin kanavan energiaväli osui summaspektrin kahteen eri kanavaan, pulssit jaettiin kahden kanavan kesken sen mukaan, miten suuri osa alkuperäisen kanavan energiasta osui kummallekin puolelle. Kanavan energia laskettiin painotettuna keskiarvona, jossa painoina olivat pulssitaajuudet.

Fotonikertymänopeuden laskentaa varten pitää tietää ilmaisimen piikkitehokkuus kohtisuoraan ilmaisimen ikkunaan tulevalle säteilylle ja kuinka paljon monoenergiset fotonit synnyttävät pulsseja spektriin piikin ulkopuolelle, esimerkiksi Compton-sironnan tai germaniumin röntgenin paon vuoksi. Tätä varten ilmaisimen havaitsema spektri simuloitiin MCNP:llä 0,2 keV:n kanavissa 0,1 keV:sta 0,2 keV:n välein 99,9 keV:iin. Lähteenä oli halkaisijaltaan 0,5 mm:n kiekko kollimaattorilevyjen etupinnan tasolla, josta fotonit lähtivät yhdensuuntaisena keilana ilmaisinta kohti. Simulointien tulokset kerättiin vastematriisiin **M**, jossa sarake *i* vastaa *i*:ttä simulaatiota (energia 0,2*i*–0,1 keV) ja rivi on kanavanumero. Piikkitehokkuudet tulevat siis vastematriisin diagonaalille.

Periaatteessa todellisen kertymänopeuden saa laskettua vastematriisin avulla yhtälöllä

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\pi r^2} \mathbf{M}^{-1} \bar{s}_1, \quad (7)$$

jossa  $s_1$  on niputettu spektri ja  $\mathbf{M}$  on vastematriisi. Käytännössä tämä menetelmä ei kuitenkaan toimi. Vaihtoehtoisessa menetelmässä vähennetään ensin ei-täydellisen fotonin energian absorboitumisesta aiheutuneet pulssit (myöhemmin Comptonpulssit, vaikka mukaan kuuluu myös muita pulsseja) kaikista kanavista. Pulssitaajuus toiseksi viimeisessä kanavassa saadaan vähentämällä viimeisen kanavan  $n$  aiheuttamat Comptonpulssit, eli

$$s_2(n-1) = s_1(n-1) - s_1(n)M(n-1, n). \quad (8)$$

Kolmanneksi viimeisen kanavan pulssimäärä saadaan vuorostaan vähentämällä viimeisen ja toiseksi viimeisen kanavan Comptonpulssit ja niin edelleen. Kanavan  $i$  pulssitaajuus saadaan siis yhtälöllä ( $s_2(n)=s_1(n)$ )

$$s_2(i) = s_1(i) - s_2(n)M(i, n) - s_2(n-1)M(i, n-1) - \dots - s_2(i+1)M(i, i+1) \quad (9)$$

Kun  $s_2$  on laskettu, kertymänopeus kanavassa  $i$  saadaan yhtälöllä

$$\phi(i) = \frac{s_2(i)}{M(i, i)\pi r^2} = \frac{s_2(i)}{\varepsilon(i)\pi r^2}. \quad (10)$$

Termi  $M(i, i)$  voidaan vaihtoehtoisesti kirjoittaa  $\varepsilon(i)$ , jolloin merkintätapa on johdonmukainen yhtälön (1) kanssa. Eroa piikkitehokkuuteen kanavan energialla ( $\varepsilon(E_i)$ ) pidettiin mitättömänä.  $r$  on pienimmän kollimaattorin reiän säde, eli  $r=0,5$  mm. Käytännössä pulssien vähentäminen kannattaa tehdä iteratiivisesti, eli joka iteroitinkierroksella vähennetään kyseisen energian fotonien aiheuttamat pulssit jokaisesta pienemmästä kanavasta.

Laskettu kertymänopeus kasvoi pienillä energioilla huomattavasti pienen piikkitehokkuuden vuoksi; pienikin pulssimäärä Comptonpulssien vähennyksen jälkeen aiheuttaa suuren kertymänopeuden, koska piikkitehokkuus on hyvin pieni. Kertymänopeus 7 keV pienemmillä energioilla asetettiin mitättömäksi. Kuvassa 8 nähdään Comptonpulssien vähennyksen vaikutus N-25 -laadulle.

Kollimaattorilevyjen läpi päässeet fotonit otettiin huomioon laskennallisesti N-80 -spektrille. Lyijylevyn läpi päässeiden fotonien osuus vähennettiin kustakin kanavasta, kun kanavan energia oli yli 60 keV. Vaimennus laskettiin fotosähköisen ilmiön vaikutusalalla. Vaimennuksen epävarmuutta ei otettu huomioon epävarmuusarviossa.

Kertymänopeuden epävarmuus saadaan yhtälöllä

$$\delta\phi(i) = \left[ \left( \frac{\delta s_2(i)}{\varepsilon(i)\pi r^2} \right)^2 + \left( \frac{s_2(i)\delta\varepsilon(i)}{\varepsilon(i)^2\pi r^2} \right)^2 + \left( \frac{2s_2(i)\delta r}{\varepsilon(i)\pi r^3} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Spektrin  $s_2$  epävarmuuden vaikutus tulokseen todettiin mitättömän pieneksi, mutta se on kuitenkin otettu huomioon ilmakerman epävarmuudessa. Säteen epävarmuudeksi oletettiin reiän epämuotoisuudesta ja ilmaisimen asettelusta johtuen  $\delta r = 0,01$  mm.

### 3.2 Ilmakerma

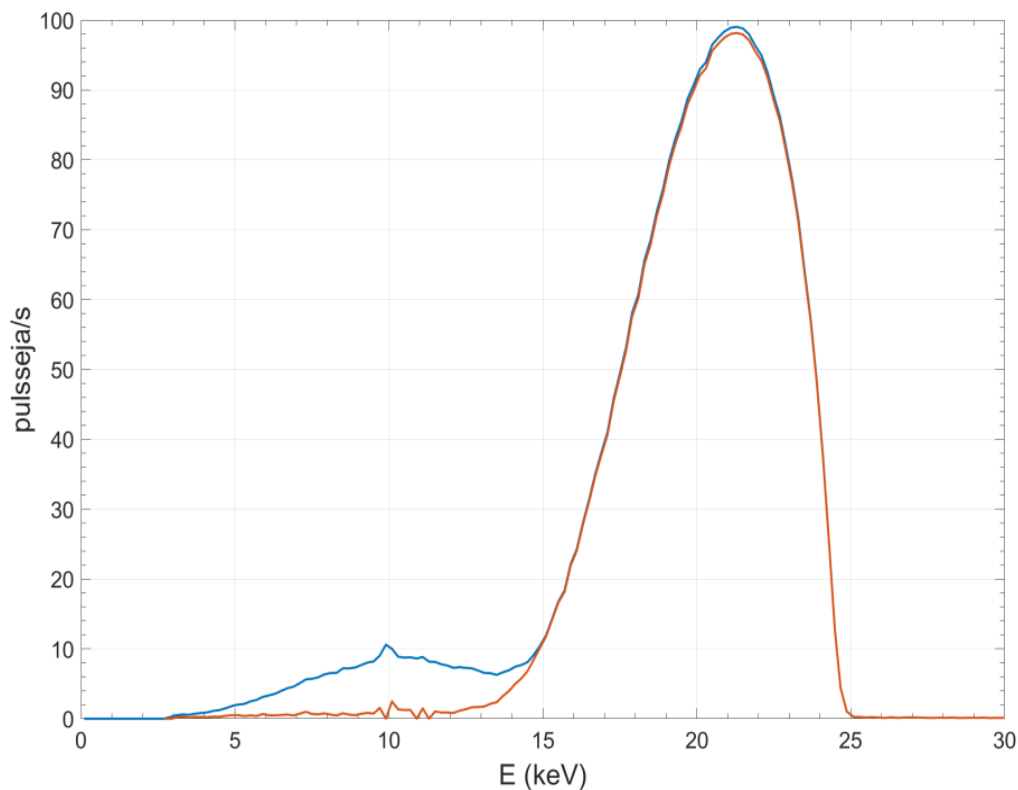
Ilmakerman laskemista varten lasketaan energiavuo

$$\psi(i) = E_i \phi(i), \quad (12)$$

jossa  $E_i$  on kanavan  $i$  energia. Nyt ilmakerman laskemiseen voidaan käyttää yhtälöä

$$K_a = \int \psi(E) \mu_{\text{en}}(E) dE = \sum_{i=1}^n \psi(i) \mu_{\text{en}}(E_i) = \frac{1}{\pi r^2} \sum_{i=1}^n \frac{s_2(i)}{\varepsilon(i)} E_i \mu_{\text{en}}(E_i), \quad (13)$$

jossa  $\mu_{\text{en}}(E_i)$  on massaenergia-absorptiokerroin fotoneille energialla  $E_i$  [8]. Laskuissa käytetty  $\mu_{\text{en}}$  data on [NIST:n taulukosta](#) (päivämäärällä 10.2.2019). Kertoimet oli annettu vain tietyille



**Kuva 8.** Spektri kanavien niputtamisen ( $s_1$ , sininen) sekä Comptonpulssien vähentämisen ( $s_2$ , oranssi) jälkeen ISO N-25 -laadulla mitatulle spektrille.

energioille ja kertoimet muilla energioilla laskettiin spline-funktion sovituksella. Kertoimet ovat taulukossa 5.

Jos spektri, kanavien energia sekä massaenergia-absorptiokertoimet oletetaan tarkoiksi, ilmakerman varianssi saadaan yhtälöllä ( $\mu_i \equiv \mu_{\text{en}}(E_i)$ )

$$\delta K_a^2 = \left( \frac{2\delta r}{\pi r^3} \sum_{i=1}^n \frac{s_2(i)}{\varepsilon(i)} E_i \mu_i \right)^2 + \frac{1}{\pi r^2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n s_2(i) s_2(j) E_i E_j \mu_i \mu_j \rho_{ij} \frac{\delta \varepsilon(i) \delta \varepsilon(j)}{\varepsilon(i)^2 \varepsilon(j)^2}, \quad (14)$$

jossa  $\rho_{ij}$  on piikkitehokkuuden korrelaatiokerroin kanavien  $i$  ja  $j$  välillä. Korrelaatiota eri kanavien piikkitehokkuuksien välillä ei tiedetä, joten sille tehtiin arvio

$$\rho_{i,j} = \begin{cases} 1 - 0,0025(E_i - E_j)^2 & , |E_i - E_j| \leq 20 \\ 0 & , |E_i - E_j| > 20 \end{cases}$$

Korrelaatiokerroin on siis lähellä yhtä vierekkäisissä kanavissa ja on nolla, kun etäisyys on suurempi tai yhtä suuri kuin 20 keV.

Ilmakerman laskussa ei huomioitu matalia energioita. Tämä johtui siitä, että pienen piikkitehokkuuden ja suuren vaimennuskertoimen vuoksi pienikin määrä pulsseja matalilla energioilla aiheutti epärealistisen suuren vaikutuksen ilmakermaan. Comptonpulssien vähennyksen jälkeen matalilla energioilla oli merkittävä osuus ilmakermaan spektreillä N-10, N-15, H-10, H-20 ja H-30. Energia, jonka alapuolella vuota ei otettu huomioon ilmakerman laskussa asetettiin kullekin spektrille erikseen.

### 3.3 Annosekvivalentit ilmakermasta

Muunnoskertoimet ilmakermasta annosekvivalenttiin laskettiin ICRP 74:n energiakohtaisten muunnoskertoimien avulla [11]. Lasketut annosekvivalentit olivat  $H_p(10)$ ,  $H^*(10)$ ,  $H_p(0,07)$  ja  $H'(0,07)$ . Annosekvivalentti  $H$  saadaan laskettua yhtälöllä

$$H = \int K(E) h(E) dE = \sum_{i=1}^n \phi(i) E_i \mu_{\text{en}}(i) h_i, \quad (15)$$

jossa  $h_i$  on monoenerginen muunnoskerroin ilmakermasta annosekvivalenttiin energialla  $E_i$ . Muunnoskertoimet saadaan yhtälöllä

$$h = \frac{H}{K} = \frac{\sum_{i=1}^n \phi(i) E_i \mu_i h_i}{\sum_{i=1}^n \phi(i) E_i \mu_i}. \quad (16)$$

Käytetyt monoenergiset kertoimet ovat taulukossa 5. Arvot annettujen energioiden välissä saatiin spline-sovituksella. Epävarmuusarvio muunnoskertoimelle, kun korrelaatio otetaan huomioon, saadaan yhtälöllä

$$\delta h = \left[ \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{(K_a \phi(i) E_i \mu_i h_i - H \phi(i) E_i \mu_i)(K_a \phi(j) E_j \mu_j h_j - H \phi(j) E_j \mu_j)}{K_a^4 \varepsilon(i) \varepsilon(j)} \rho_{ij} \delta \varepsilon(i) \delta \varepsilon(j) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (17)$$

Muunnoskertoimet  $h_i$  oletettiin standardin ISO 4037-3 mukaan tarkoiksi. Kollimaattorin reiän pinta-alan vaikutus supistuu yhtälössä (16), mutta kollimaattorit ja ilmaisimen asettelu voivat silti aiheuttaa pientä virhettä muunnoskertoimiin: jos kollimaattorilevy on vinossa, syntyy alueita joissa säteilyn ei tarvitse läpäistä yhtä suurta kerrosta lyijyä kuin muualla. Tämä koventaa hieman mitattua spektriä. Ilmiöstä pyrittiin pääsemään eroon ilmaisimen huolellisella asettelulla ja asettelun vaikutus oletettiin mitättömäksi.

Ilmakermalle ja muunnoskertoimille tehtiin ilmantiheyskorjaus standardin ISO 4037-4 liitteen A mukaan alle 30 kV laaduille [12]. Korjaus ottaa huomioon säteilyn vaimenemisen ilmassa putken ja spektrometrin välillä ja lasketut arvot korjattiin NTP-olosuhteisiin. Korjausta ei pidä sekoittaa ionisaatiokammioille tehtävään ilmantiheyskorjaukseen. Korjaus ilmakermaan on huomattavan paljon suurempi kuin muunnoskertoimille ja korjaus on suurempi pienempienergisille laaduille.

**Taulukko 5.** Massaenergia-absorptiokertoimet  $\mu_{en}$  (NIST) sekä monoenergiset muunnoskertoimet  $h$  ilmakermasta annosekvivalenttiin (ICRP 74). Kaikki kertoimet  $h$  ovat ilmakermasta annosekvivalenttiin ja ne ovat yksikköä Sv/Gy. Arvot annettujen energioiden välissä laskettiin spline-sovituksella.

$E$ (keV)	$\mu_{en}(E)$ (cm <sup>2</sup> /g)	$h_p(10,E)$	$h^*(10,E)$	$h'(0,07,E)$	$h_p(0,07,E)$
5	39.31			0.76	0.75
6	22.7				
8	9.446				
10	4.742	0.009	0.008	0.95	0.947
12.5		0.098			
15	1.334	0.264	0.26	0.99	0.981
17.5		0.445			
20	0.5389	0.611	0.61	1.05	1.045
25		0.883			
30	0.1537	1.112	1.1	1.22	1.23
40	0.06833	1.49	1.47	1.41	1.444
50	0.04098	1.766	1.67	1.53	1.632
60	0.03041	1.892	1.74	1.59	1.716
80	0.02407	1.903	1.72	1.61	1.732
100	0.02325	1.811	1.65	1.55	1.669

### 3.4 Spektrin puoliarvoleveys ja keskimääräinen energia

Koko spektrin keskimääräinen energia laskettiin yhtälöllä

$$E_{\text{mean}} = \frac{\sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} E_i \phi(i)}{\sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} \phi(i)}, \quad (18)$$

jossa  $E_i$  on kanavaa  $i$  vastaava energia ja  $i_{\text{max}}$  on spektrin yläraja. Yhtälö on painotettu keskiarvo, jossa painoina toimivat fotonikertymänopeudet. Puoliarvoleveyksien (full width at half maximum, FWHM) määrittämiseksi etsittiin ensin kertymänopeusspektrin suurin arvo  $\phi_{\text{max}}$  sekä tätä vastaava kanava  $m$ . Tämän jälkeen etsittiin kanavat  $k_1 < m$  ja  $k_2 > m$ , joille päti

$$\phi(k_1 - 1) < \phi_{\text{max}} / 2 < \phi(k_1) \quad (19)$$

$$\phi(k_2 - 1) > \phi_{\text{max}} / 2 > \phi(k_2). \quad (20)$$

Puoliarvot laskettiin tämän jälkeen interpoloimalla

$$E_{\text{FWHM1}} = E(k_1 - 1) + \frac{E(k_1) - E(k_1 - 1)}{\phi(k_1) - \phi(k_1 - 1)} (\phi_{\text{max}} / 2 - \phi(k_1 - 1)) \quad (21)$$

$$E_{\text{FWHM2}} = E(k_2 - 1) + \frac{E(k_2) - E(k_2 - 1)}{\phi(k_2) - \phi(k_2 - 1)} (\phi_{\text{max}} / 2 - \phi(k_2 - 1)). \quad (22)$$

Puoliarvoleveys saatiin yhtälöllä

$$\text{FWHM} = E_{\text{FWHM2}} - E_{\text{FWHM1}}. \quad (23)$$

Tässä lasketulla puoliarvoleveydellä tarkoitetaan koko spektrin leveyttä, ei röntgenpiikkien puoliarvoleveyttä. Puoliarvoleveys on siis spektrin, ei ilmaisimen ominaisuus, vaikka ilmaisimen energioresoluutio vaikuttaakin puoliarvoleveyden määrittämisen tarkkuuteen. Kohina vaikuttaa puoliarvoleveyden määrittämiseen, mutta puoliarvoleveydet saatiin määritettyä riittävällä tarkkuudella. Wolframin röntgenpiikkejä N-80 -spektrissä ei huomioitu puoliarvoleveyden laskussa. Tälle spektrille puoliarvoleveys laskettiin käsin.

## 4 Tulokset

Simuloitu piikkitehokkuuskäyrä on kuvassa 9. Tehokkuus on mitättömän pieni 4 keV energian alapuolella ja piikkitehokkuudet alle 10 keV:n energioilla ovat erittäin epävarmoja. Piikkitehokkuudessa tapahtuu pudotus 11 keV:n kohdalla johtuen germaniumin K-reunasta energialla 11,1 keV. Reunan ylitettyään fotonit voivat virittää germaniumin K-kuoren elektroneja johtavuusvyölle. Ionisaation seurauksena ulomman kuoren elektroni siirtyy K-elektronin paikalle ja samalla emittoituu fotoni. Fotonin emittoimissuunta on satunnainen, joten etenkin kiteen pinnan lähellä syntyneet fotonit saattavat karata kiteestä.

Fotonikertymänopeusspektri alle 10 keV:n energioilla vaikutti merkittävästi tuloksiin N-10-, N-15-, H-10-, H-20- ja H-30 -laaduille (liite 1, kuvat 1, 2, 9, 10 ja 11). Osa pulsseista saatiin vähennettyä yhtälön (9) avulla, mutta alueen vaikutus oli edelleen edellä mainituille laaduille merkittävä. Suuren piikkitehokkuuden epävarmuuden vuoksi todettiin, että lasketut tulokset em. laaduille ovat käyttökelvottomia. H-30 -laadun kerrointa voi kuitenkin käyttää varauksella. Pinta-annosmuunnoskertoimet on annettu kaikille laaduille, sillä nämä eivät ole herkkiä spektrin muutoksille pienillä energioilla.

Fotonikertymänopeuden laskentaa vaikeuttaa ilmaisimen edessä olevan kollimaattorin reiän todellinen ala. Koska reiän halkaisija on vain 1 mm, ihmissilmällä on vaikea arvioida reiän todellista muotoa. Kollimaattorien reiän säteen epävarmuus on arvio, mutta se ei vaikuta muunnoskertoimien epävarmuuteen. Viiden prosentin epävarmuus säteessä aiheuttaa kuitenkin jo kymmenen prosentin epävarmuuden ilmakermaan. Lyijyn röntgenpiikkien vaikutusta spektriin ei otettu huomioon epävarmuusarvioissa.

Spektrien keskimääräiset energiat ja puoliarvoveydet ovat liitteessä 1. Molemmat arvot olivat lähellä vuonna 2004 ja 2007 mitattujen spektrien vastaavia arvoja, jotka oltiin mitattu eri röntgenlaitteistolla ja eri HPGe -ilmaisimella [13]. Vanhojen spektrien arvoista ei ole tietoa, onko ne laskettu mitatusta spektristä vai hiukkaskertymänopeudesta. Verrattaessa spektrien keskimääräisiä energioita standardin ISO 4037:1999 antamiin arvoihin, havaittiin, että energioiden välillä oli selvästi alle 1 keV:n ero ja niiden poikkeama oli selvästi vähemmän kuin standardin sallima 3 %. ISO N -laatujen puoliarvoveyksiä verratessa havaittiin, että standardin antamat leveydet olivat suurempia muille laaduille paitsi N-80:lle. N-20 -laadun energiaresoluutio oli 16 % pienempi kuin standardissa. Yli 30 kV laatujen resoluutiot olivat standardin asettaman rajan 10 % sisällä.

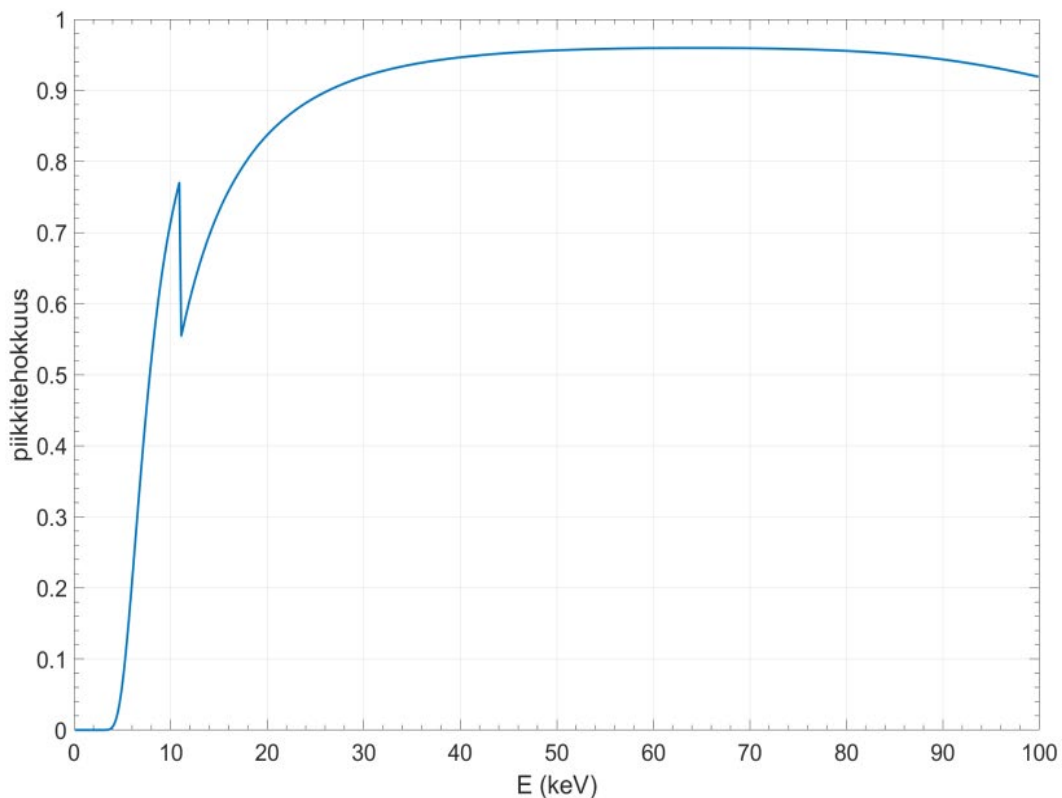
Kun mitattuja ISO N -spektrejä vertaa vuonna 2004 ja 2007 mitattuihin spektreihin, havaitaan, että nyt mitatuissa spektreissä pulssimäärä pienillä energioilla on selvästi suurempi. Kuvasta 8 nähdään kuitenkin, että nämä pulssit saadaan vähennettyä yhtälöllä (9). Vanhoista spektreistä on todennäköisesti jo tehty kyseinen vähennys.

Lasketut muunnoskertoimet epävarmuuksineen ovat taulukossa 6. Spektristä mitattuja ilmakermanopeuksia on verrattu ionisaatiokammioilla mitattuihin tuloksiin taulukossa 7. Noin puolet vertailuarvoista on  $k=1$ , ja kaikki vertailuarvot  $k=2$  epävarmuuden sisällä spektristä lasketuista tuloksista. Tulosten vertailussa täytyy ottaa huomioon, että spektrometrimittauksissa kenttäkoko oli pienempi ja spektrometrillä ei saada mitattua ympäristöstä sironnutta säteilyä. Ionisaatiokammion antamiin tuloksiin vertailun perusteella laskettuja muunnoskertoimia voi pitää luotettavina.



Yhtälön (17) avulla lasketut kertoimien epävarmuudet ovat alle standardin ISO 4037-3:1999 antaman 2 %:n epävarmuuden kaikille laaduille. Kun laskettuja muunnoskertoimia vertaa standardin muunnoskertoimiin, voidaan todeta, että N-30–N-80- ja H-60 -muunnoskertoimet ovat alle 2 %:n päässä standardin arvoista. N-20 -arvot poikkeavat standardista noin 8 % ja 7 %  $h_p(10)$ - ja  $h^*(10)$  -laaduille.  $h_p(0,07)$ - ja  $h^*(0,07)$  -arvot ovat lähellä standardin arvoja kaikilla laaduilla.

Pienillä jännitteillä asetettu putkijännite on nimellistä jännitettä selvästi pienempi. ISO 4037-4:1999:n mukaan säteilylaadun alle 30 kV:n jännitteillä määrittää vain HVL arvot: keskimääräiselle energialle sekä energioresoluutiolle ei ole annettu rajoja. Jännitettä on laskettu, jotta HVL arvot olisivat lähempänä standardia. Tämä viittaa siihen, että pikkuputken spektrit ovat kovempia kuin standardin laskuissa käytetyt. Tämä selittää myös standardia suuremmat arvot muunnoskertoimille.



**Kuva 9.** Ilmaisimen piikkitehokkuuskäyrä kollimaattorireiän läpäisseelle säteilylle. Pisteet on simuloitu 0,2 keV välein. Tehokkuudessa tapahtuu pudotus 11,1 keV kohdalla germaniumin K-reunasta johtuen.

## 5 Johtopäätökset

Dosimetrialaboratorion HPGe -ilmaisimien mallinnettiin onnistuneesti ja ilmaisinta käytettiin röntgensäteilyspektrien mittaamiseen. ISO N- ja ISO H -röntgensäteilylaatuojen spektrit mitattiin ja muutettiin hiukkaskertymänopeudeksi. Muunnoskertoimet ilmakermasta annosekvivalenttiin laskettiin kertymänopeuden avulla suureille  $h_p(10)$ ,  $h^*(10)$ ,  $h_p(0,07)$  ja  $h'(0,07)$ . Lasketut muunnoskertoimet  $h_p(10)$ - ja  $h^*(10)$  -suureille otetaan käyttöön annosekvivalenttikalibroinneissa alle 30 kV:n ISO N- ja ISO H -röntgensäteilylaaduille.

**Taulukko 6.** Spektristä lasketut muunnoskertoimet ilmakermasta annosekvivalenttiin epävarmuuksineen.

\*Annetut muunnoskertoimet ovat epävarmoja ja  $h_p(0,07)$  ja  $h'(0,07)$ :lle on suositeltavaa käyttää standardissa ISO 4037-3:1999 annettuja kertoimia.

Laatu	$h_p(10)$ (Sv/Gy)	$\delta h_p(10)$ (Sv/Gy)	$h^*(10)$ (Sv/Gy)	$\delta h^*(10)$ (Sv/Gy)	$h_p(0,07)$ (Sv/Gy)	$\delta h_p(0,07)$ (Sv/Gy)	$h'(0,07)$ (Sv/Gy)	$\delta h'(0,07)$ (Sv/Gy)
N-10*					0.902	0.0014	0.9046	0.0014
N-15*					0.9623	0.0003	0.9681	0.0003
N-20	0.2914	0.0023	0.2884	0.0022	0.9857	0.0003	0.9939	0.0003
N-25	0.5697	0.0034	0.5678	0.0035	1.0396	0.0008	1.0447	0.0007
N-30	0.801	0.0028	0.8014	0.0028	1.1074	0.0009	1.1068	0.0008
N-40	1.1912	0.0027	1.1799	0.0026	1.275	0.0013	1.2618	0.0012
N-60	1.6663	0.0034	1.594	0.0026	1.5647	0.0023	1.4865	0.0015
N-80	1.8939	0.0009	1.7342	0.0004	1.7191	0.0007	1.5956	0.0005
H-10*					0.8935	0.0018	0.8962	0.0018
H-20*					0.9614	0.0008	0.9671	0.0009
H-30*	0.4019	0.0102	0.3998	0.0104	1.0195	0.0015	1.025	0.0015
H-60	1.1801	0.0114	1.1603	0.0107	1.2902	0.0058	1.2669	0.0049

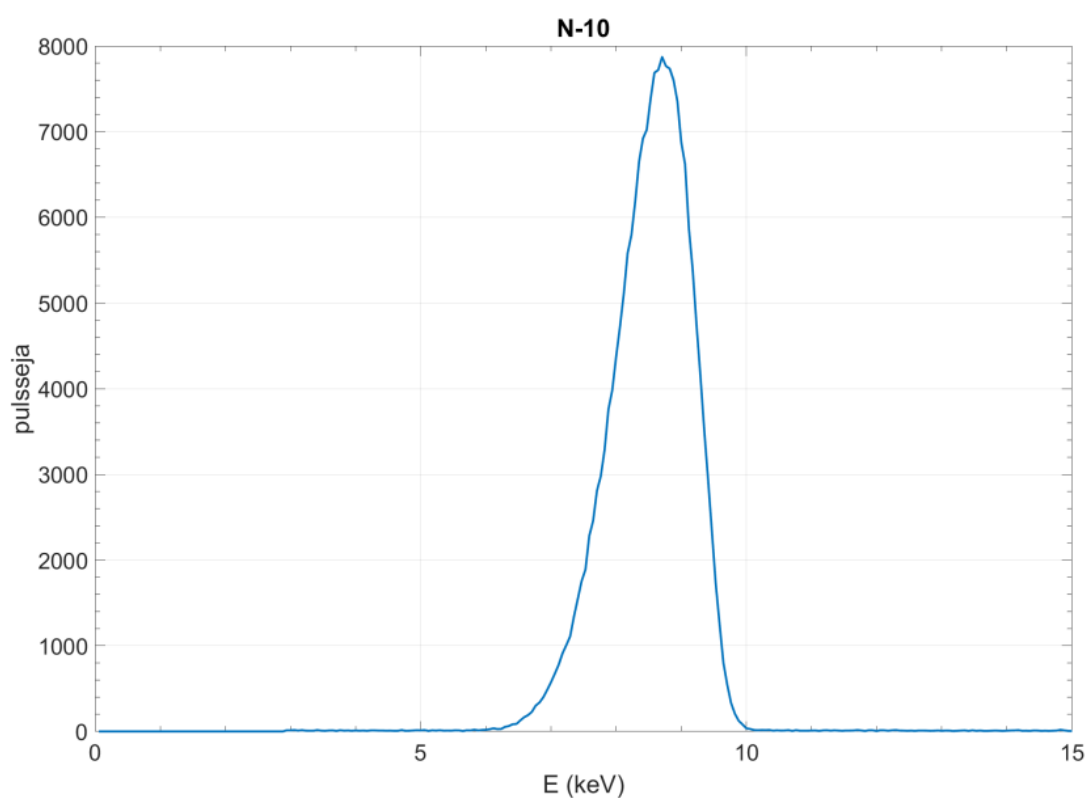
**Taulukko 7.** Spektreistä lasketujen ilmakermojen vertailu ionisaatiokammioilla (IC) mitattuihin tuloksiin.

Spektri	N-20	N-25	N-30	N-40	N-60	N-80	H-30	H-60
$K_a$ spektri ( $\mu\text{Gy/s/mA}$ )	0.710	0.847	0.474	0.206	0.377	0.171	13.635	8.840
$\delta K_a$ (%)	10.7	9.3	8.2	6.7	6.0	5.9	10.1	6.3
$K_a$ IC ( $\mu\text{Gy/s/mA}$ )	0.810	0.918	0.502	0.219	0.404	0.193	13.996	9.782
ero (%)	-12.3	-7.7	-5.6	-5.9	-6.6	-11.5	-2.6	-9.6

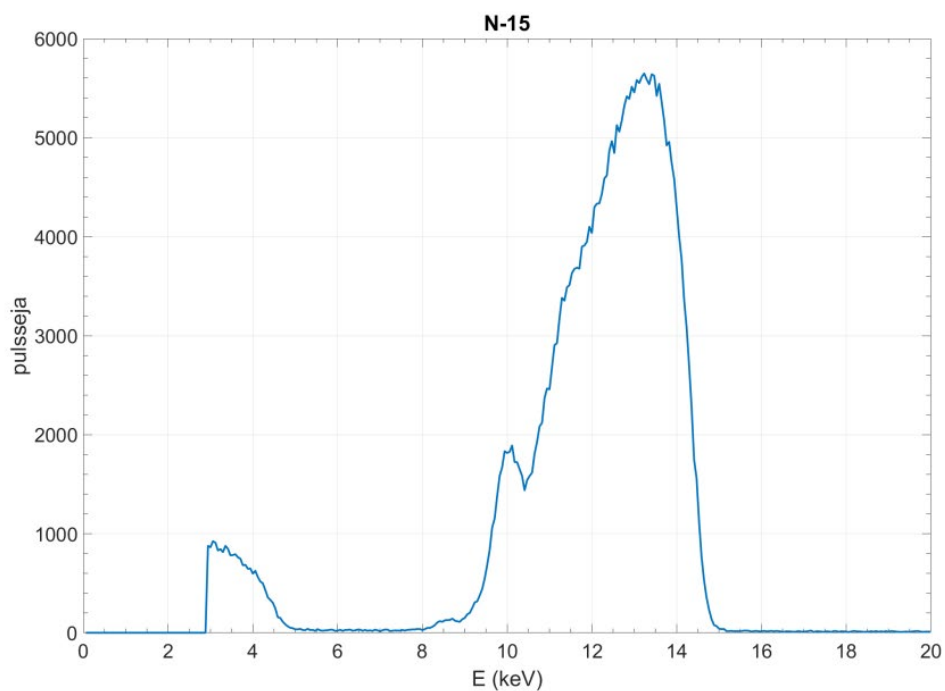
# Viitteet

1. ISO 4037-3:1999. X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and the measurement of their response as a function of energy and angle of incidence. Geneva: International Organization for Standardization; 1999.
2. Knoll GF. Radiation detection and measurement. 4th edition. John Wiley & Sons, Inc; 2010.
3. L'Annunziata MF. Handbook of radioactivity analysis. 2nd edition. Academic Press; 2003.
4. Tikkanen J. Calibration of a small anode germanium well detector. Master's thesis, University of Jyväskylä, Department of Physics, Jyväskylä, 2017.
5. Goorley T et al. Initial MCNP6 release overview. Nuclear Technology 2012; 180: 298–315.
6. Aarnio P, Nikkinen M, Routti J. UniSAMPO, Advanced gamma spectrum analysis software. Version 2.4, 2006.
7. Aarnio P, Ala-Heikkilä J, Hakulinen T. Shaman, Expert system for radionuclide identification. User's Guide. Version 1.9, 2008.
8. Attix FH. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. 1st edition. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA; 1986.
9. ISO 4037-1:1996. X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 1: Radiation characteristics and production methods. Geneva: International Organization for Standardization; 1996.
10. Eaton JW, Bateman D, Hauberg S, Rik Wehbring. GNU Octave version 4.2.0 manual: a high-level interactive language for numerical computations, 2016.
11. ICRP. Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRP Publication 74. Ann. ICRP 1196; 26 (3-4).
12. ISO 4037-4:1999. X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 4: Calibration of area and personal dosimeters in low energy X reference radiation fields. Geneva: International Organization for Standardization; 2004.
13. Tapiovaara T, Tapiovaara M, Siiskonen T, Hakanen A. Säteilyturvakeskuksen Dosimetrialaboratorion röntgensäteilyn vakiolaatujen spektrit. STUK-TR 2. Helsinki: Säteilyturvakeskus; 2008.

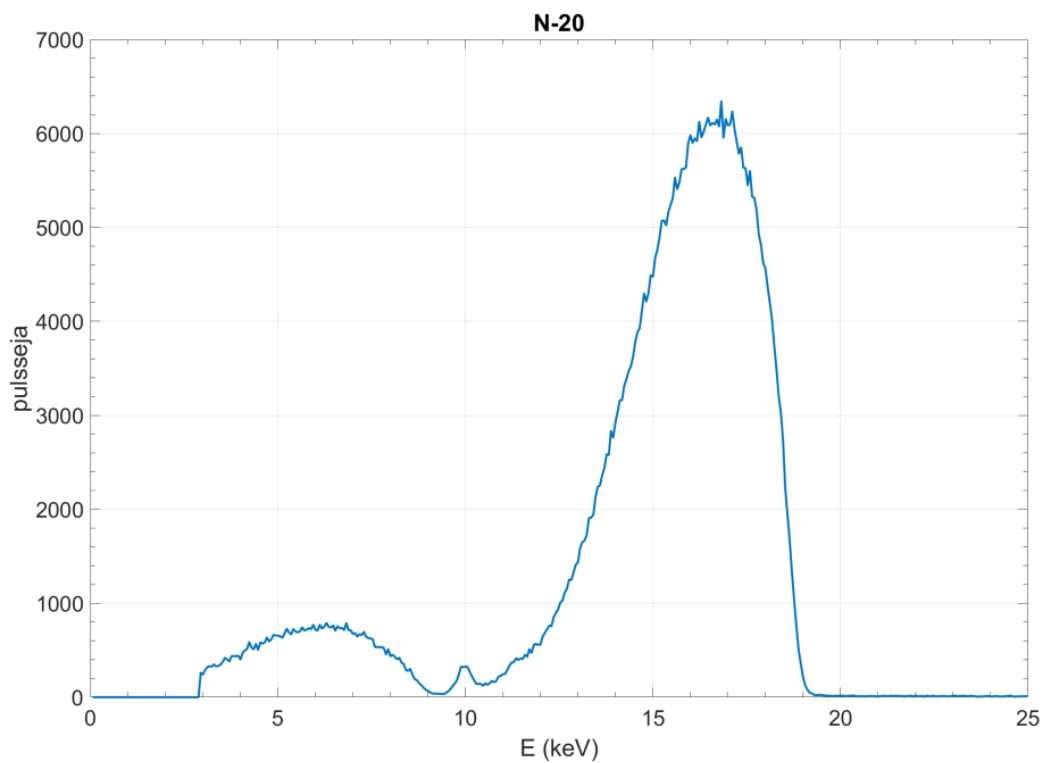
## LIITE 1 Mitatut spektrit



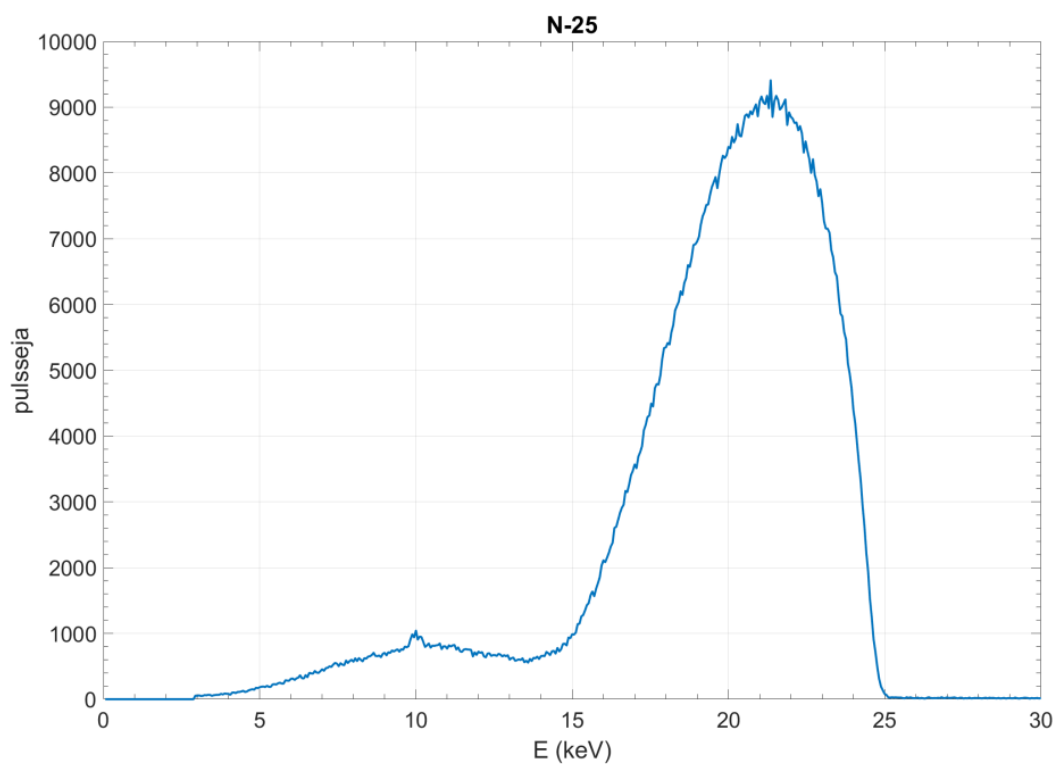
**Kuva 1.**  $E_{\text{mean}} = 8,42 \text{ keV}$ ,  $FWHM = 1,47 \text{ keV}$ . Keskimääräinen energia sekä puoliarvoveveys on määritetty fotonikertymänopeuden spektristä yhtälöillä (18) ja (22).



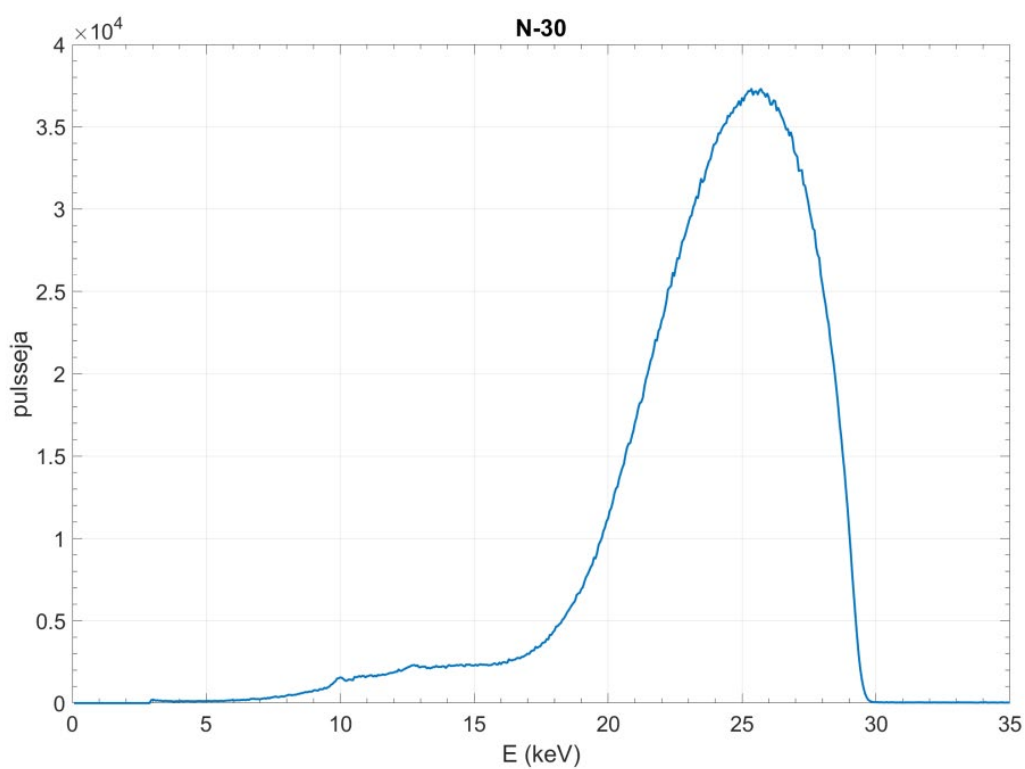
**Kuva 2.**  $E_{\text{mean}} = 12,37 \text{ keV}$ ,  $FWHM=3,09 \text{ keV}$ .



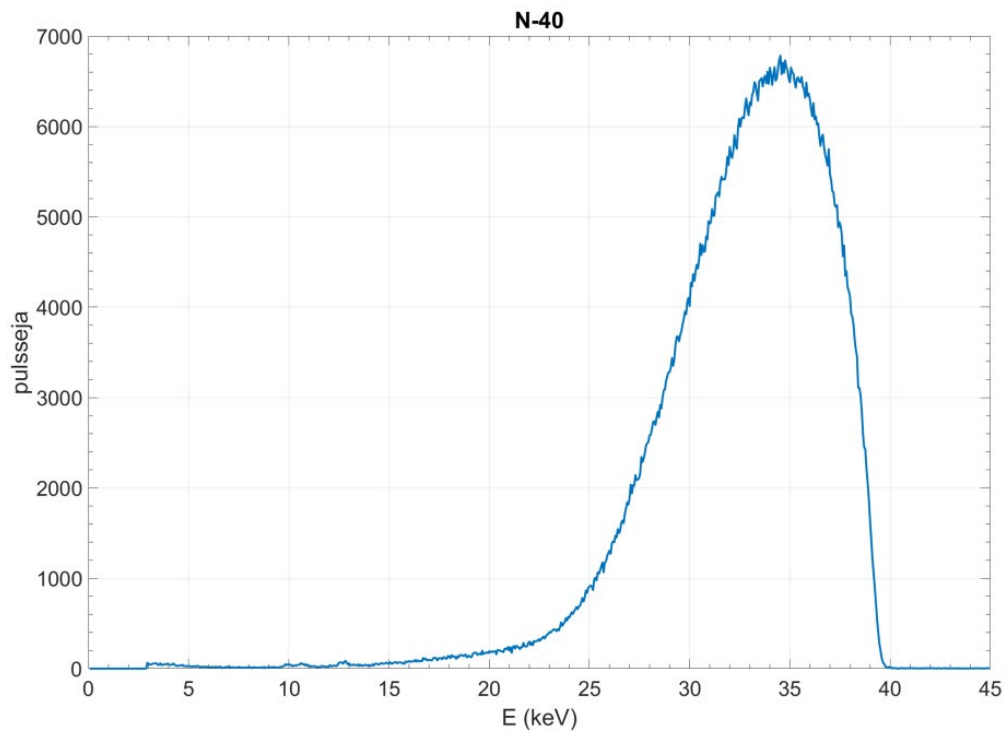
**Kuva 3.**  $E_{\text{mean}} = 15,69 \text{ keV}$ ,  $FWHM=4,45 \text{ keV}$ .



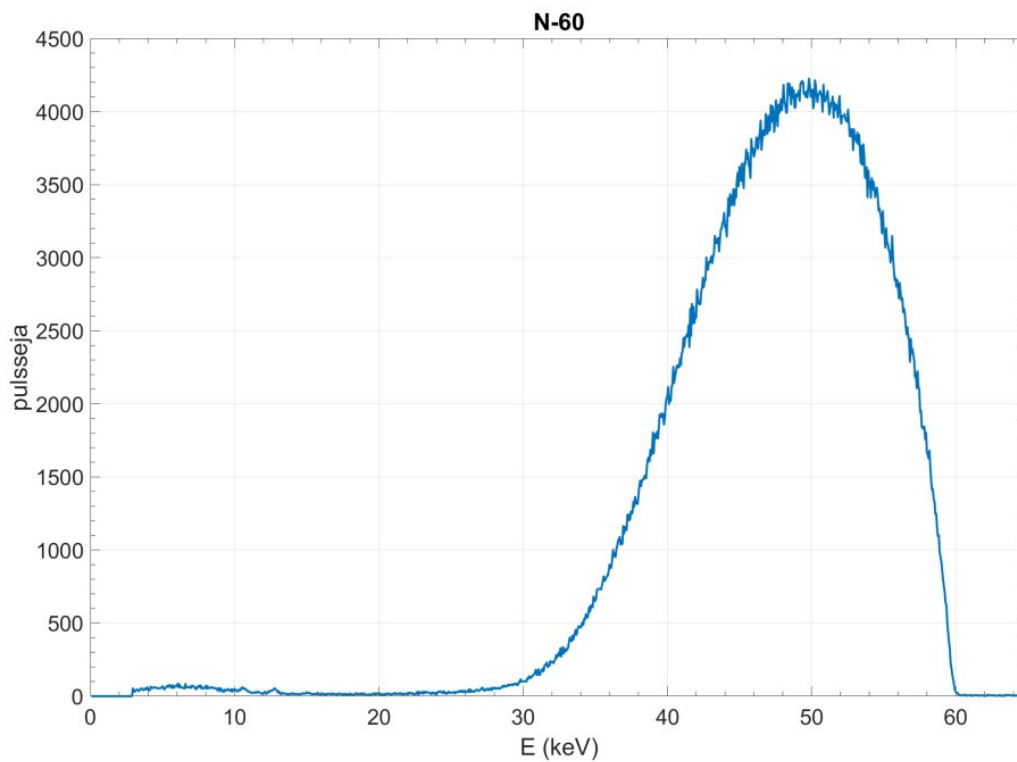
**Kuva 4.**  $E_{\text{mean}} = 20,09 \text{ keV}$ ,  $\text{FWHM} = 6,50 \text{ keV}$ .



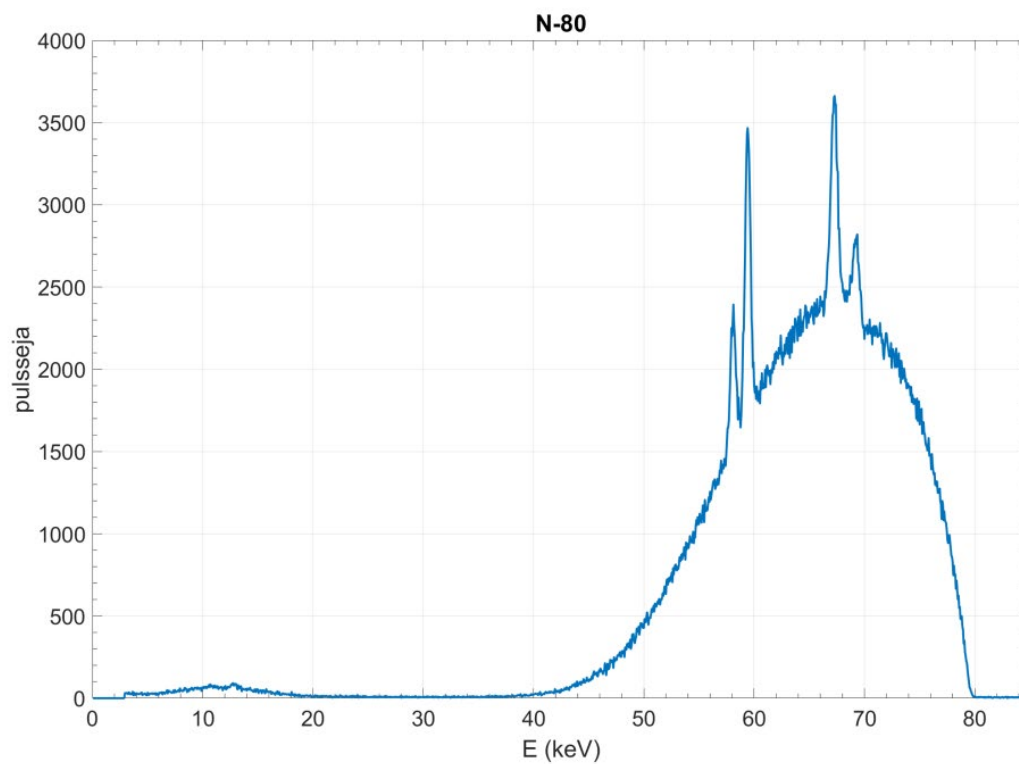
**Kuva 5.**  $E_{\text{mean}} = 24,16 \text{ keV}$ ,  $\text{FWHM} = 7,40 \text{ keV}$ .



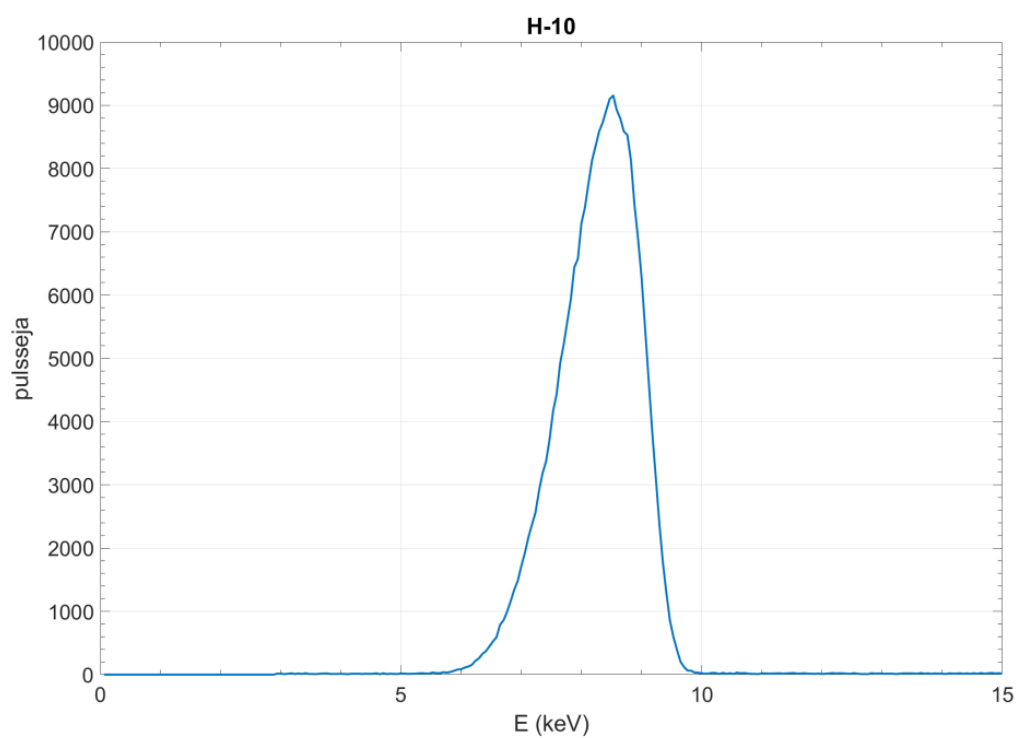
**Kuva 6.**  $E_{\text{mean}} = 32,83$  keV,  $FWHM=9,28$  keV.



**Kuva 7.**  $E_{\text{mean}} = 47,75$  keV,  $FWHM=17,10$  keV.

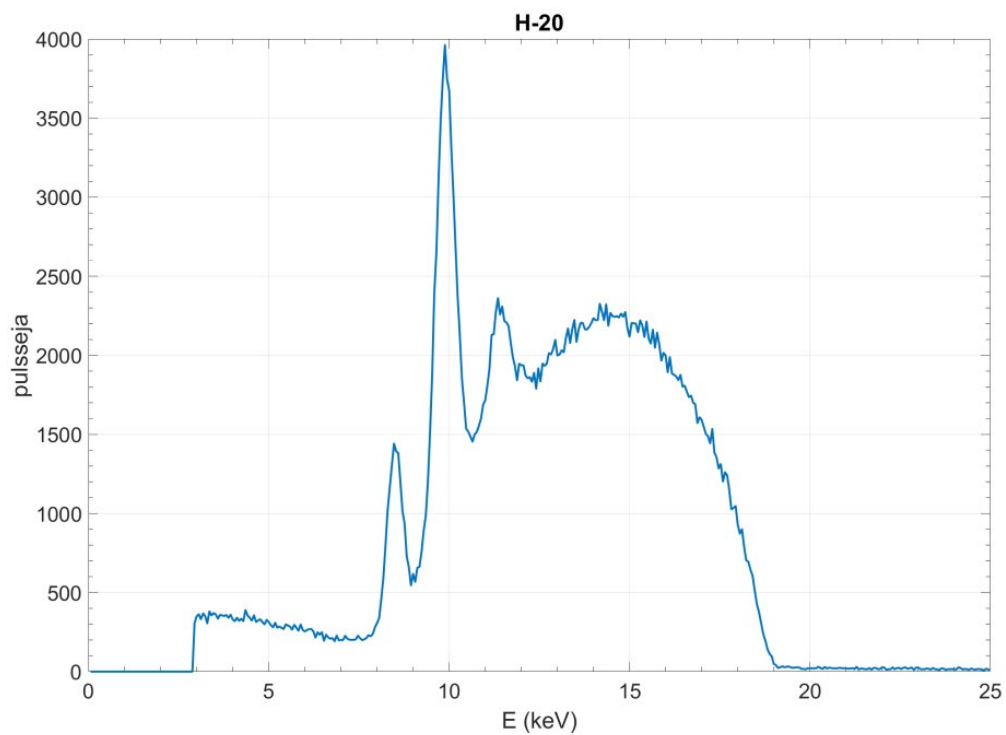


**Kuva 8.**  $E_{\text{mean}} = 64,73 \text{ keV}$ ,  $FWHM=20,71 \text{ keV}$ . Mitattu 320 kV putkella.

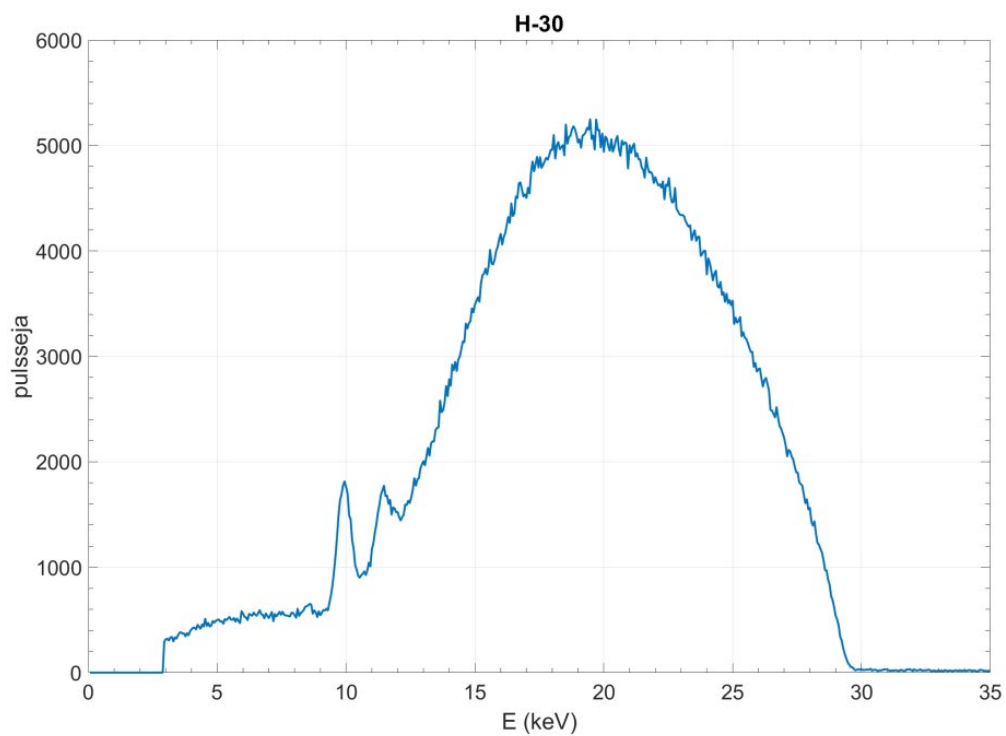


**Kuva 9.**  $E_{\text{mean}} = 8,18 \text{ keV}$ ,  $FWHM=1,67 \text{ keV}$ .

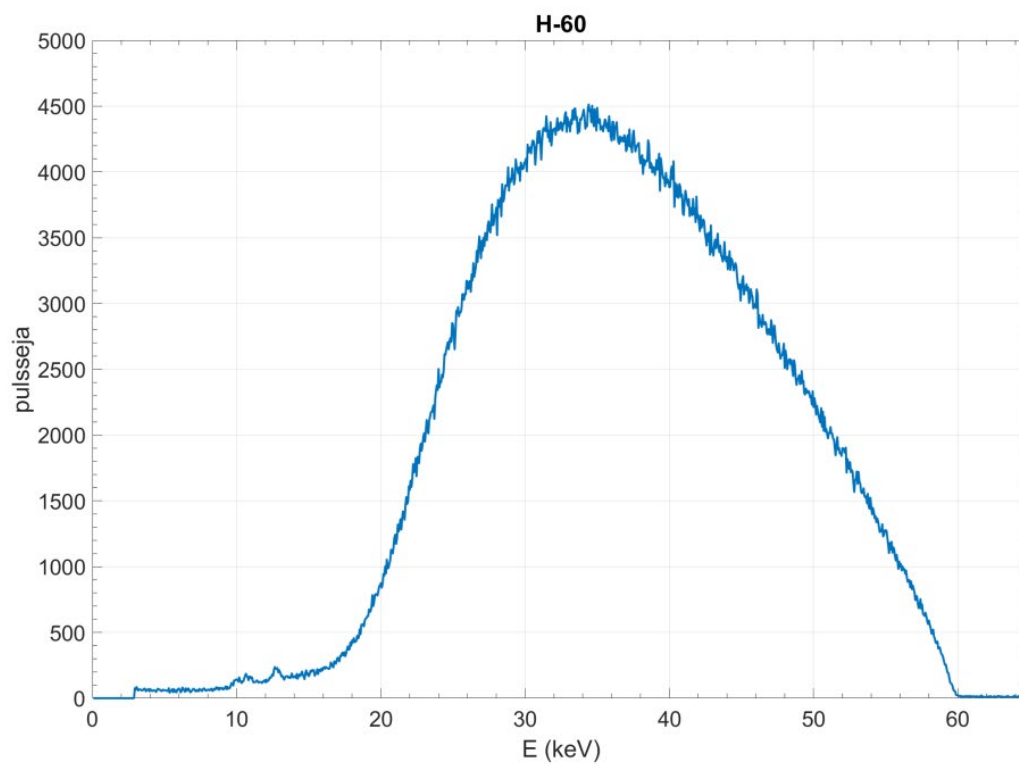




**Kuva 10.**  $E_{\text{mean}} = 13,05 \text{ keV}$ ,  $\text{FWHM} = 6,39 \text{ keV}$ .



**Kuva 11.**  $E_{\text{mean}} = 19,41 \text{ keV}$ ,  $\text{FWHM} = 12,49 \text{ keV}$ .



**Kuva 12.**  $E_{\text{mean}} = 36,96 \text{ keV}$ ,  $FWHM = 26,12 \text{ keV}$ .